ORSAY
SÉRIE A,
N° D'ORDRE :
127

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

LOISEAUX Jean-Marie

PREMIÈRE THÈSE

Étude de la résonance géante par diffusion des photons de freinage

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 9 Décembre 1965 devant la Commission d'Examen:

MM. J. TEILLAC *Président*

C. MAGNAN
M. LANGEVIN } *Examinateurs*
C. TZARA

ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE :
127

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

LOISEAUX Jean-Marie

PREMIÈRE THÈSE

Étude de la résonance géante par diffusion des photons de freinage

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 9 Décembre 1965 devant la Commission d'Examen:

MM. J. TEILLAC *Président*
C. MAGNAN, M. LANGEVIN, C. TZARA *Examinateurs*

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen.... M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	THOMAS A	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith. & Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo. & Cristallo.
	MATHIEU J. P.	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique ENS
	DUGUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo. compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J. E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo & cristal.
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim. (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho-physio.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments

Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire.
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math. I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématique propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROLZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	PETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)

Secrétaire général ... R. POULAIN

Je remercie Monsieur le Professeur J. TEILLAC de m'avoir accueilli au Laboratoire JOLIOT-CURIE et de m'avoir donné la possibilité de mener à bien ce travail.

Pour nos expériences, nous avons utilisé le bétatron du LABORATOIRE de SYNTHESE ATOMIQUE et d'OPTIQUE PROTONIQUE. Je tiens à remercier vivement Monsieur le Professeur C. MAGNAN d'avoir mis cet accélérateur à notre disposition.

Je voudrais assurer d'une très profonde et particulière reconnaissance Monsieur M. LANGEVIN qui m'a initié à la recherche et a dirigé ce travail. Sa collaboration constante et les conseils qu'il m'a donnés m'ont été très précieux.

Je remercie particulièrement Monsieur J.M. MAISON pour sa collaboration à ce travail.

Je remercie également Messieurs A. BUSSIERE de NERCY et G. JOHNSON pour l'aide amicale qu'ils m'ont apportée à différentes phases de ce travail.

Je veux également souligner l'aide précieuse que j'ai rencontrée auprès de Monsieur G. RIPKA, au cours de discussions qui m'ont aidé à comprendre différents problèmes théoriques.

Je suis très reconnaissant à Mademoiselle M.T. COMMAULT pour l'aide apportée dans l'utilisation de la calculatrice CAB 500 et à Monsieur KOSIEBRODSKI qui s'est toujours efforcé de satisfaire nos exigences en ce qui concerne le fonctionnement du bétatron.

C'est en qualité d'attaché de recherches au Centre National de la Recherche Scientifique que j'ai pu accomplir ce travail.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546824_0066

INTRODUCTION

L'étude des réactions nucléaires permet d'obtenir de nombreuses informations sur la structure des noyaux et sur les mécanismes de réaction. Pourtant l'interprétation théorique doit se faire en général dans le cadre de deux approximations, celle d'un modèle décrivant le noyau dans son état initial et son état final et celle d'une description approchée de l'interaction de la particule incidente avec le noyau cible.

L'avantage des réactions photonucléaires est de pouvoir écrire l'hamiltonien d'interaction entre un photon et le noyau, ce qui supprime la seconde approximation. On sait alors calculer exactement les probabilités de transitions à partir des fonctions d'ondes des différents états du noyau. On peut donc obtenir une vérification expérimentale précise du modèle nucléaire utilisé.

Le domaine d'énergie des réactions photonucléaires se situe au-dessus du seuil d'émission de particule et la section efficace d'absorption de photons se présente alors comme une résonance large, la résonance géante, dont la position du maximum varie de 22 MeV pour les noyaux légers à 15 MeV pour les noyaux lourds. Le champ d'étude des réactions photonucléaires correspond donc à une énergie d'excitation relativement élevée du noyau.

Pendant longtemps cette région d'excitation se trouvait en dehors du domaine d'application des modèles nucléaires, et du modèle à particule indépendante en particulier. Récemment, de nouvelles techniques de calcul utilisant le formalisme de la seconde quantification [1] [2] [3] ont permis de tenir compte des corrélations entre nucléons et de décrire au moins de façon approximative les états de la résonance géante des noyaux à couches complètes et de quelques autres noyaux légers. Pour les noyaux moyens et lourds ($A > 40$) situés en dehors des couches complètes le modèle collectif de DANOS et OKAMOTO décrit de façon satisfaisante le phénomène de la résonance géante. Des améliorations récentes ont été également apportées à ce modèle [4][5] [31] .

Ces divers développements théoriques ont alors accru l'intérêt des études de réactions photonucléaires pour la connaissance d'une description unifiée de la structure nucléaire.

D'autre part, dans la région d'énergie de la résonance géante, l'espacement entre niveaux est comparable et souvent plus petit que leur largeur, de telle sorte qu'il peut y avoir des phénomènes d'interférence.

Dans ces conditions, l'étude du phénomène de diffusion peut apporter des renseignements complémentaires à ceux obtenus avec les réactions comportant l'émission de nucléons. En particulier l'étude des sections efficaces de dif-

fusion ainsi que la répartition angulaire du rayonnement diffusé permet de déterminer les spins des niveaux atteints et les termes d'interférence entre niveaux de spin différent ou correspondant à des modes d'excitation différents. On peut également mettre en évidence certains niveaux difficilement observables par d'autres méthodes.

Jusqu'à présent peu d'études ont été faites dans ce domaine par suite de difficultés expérimentales certaines [6], [7]. Les dispositifs expérimentaux permettant d'obtenir des faisceaux de photons de largeur spectrale faible sont encore peu nombreux et les intensités délivrées restent faibles [8], [9]. Aussi nous avons utilisé comme source de photons, un spectre continu de rayonnement de freinage produit par un bétatron. Notre dispositif expérimental nous permet de mesurer les sections efficaces de diffusion avec un pouvoir de résolution de 10 % et surtout de mesurer les répartitions angulaires des photons diffusés. La rapidité d'analyse expérimentale obtenue nous a permis de faire une étude assez extensive du phénomène de diffusion dans différents types de noyaux.

Nous avons étudié un certain nombre de noyaux légers ($A \leqslant 40$) et observé une influence très importante de la structure du noyau sur la variation de la section efficace en fonction de l'énergie [62]. Nous avons mis en évidence de nouvelles transitions, une faible diffusion inélastique vers des niveaux d'énergie assez élevée pour certains noyaux et l'existence probable de transitions à caractère quadrupolaire. Les résultats expérimentaux obtenus pour les noyaux légers ont été interprétés dans le cadre du modèle particule-trou. Nous avons également étudié deux groupes de noyaux plus lourds correspondants aux régions de déformations nucléaires [10] [27]. Les résultats expérimentaux ont été interprétés à l'aide du modèle collectif de DANOS et OKAMOTO, et cette étude a montré en particulier le caractère tensoriel de la polarisabilité nucléaire dans les noyaux déformés.

CHAPITRE PREMIER

THÉORIE DE LA DIFFUSION

Dérivée de la diffusion des quanta de lumière par les molécules traitée par PLATZECK [19] la théorie de la diffusion des photons par les noyaux a été développée par FANO [20] et par FULLER et HAYWARD [21] dans le cas de l'interaction dipolaire électrique et peut donc s'appliquer à la résonance géante.

FANO utilisant les techniques tensorielles montre que l'opérateur dipolaire électrique de diffusion S reliant un état initial de spin I_i à un état final de spin I_f peut se séparer en 3 termes :

$$S = \sum_{j=0}^{2} P^j f_j \qquad (1.1)$$

où P^j est la polarisabilité nucléaire de multipole 2^j et f_j est un facteur géométrique dépendant de l'angle entre la direction du photon incident et du photon diffusé. L'indice j indique le moment angulaire transféré lors de l'interaction et prend les valeurs 0, 1, 2 correspondant à la partie scalaire, vecteur et tenseur de la polarisabilité. La section efficace de diffusion s'exprime alors en fonction des éléments de matrice de cet opérateur entre l'état initial et l'état final se sépare également en 3 termes :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C \sum_{m_i m_f} |\langle I_f \; m_f| \; S | I_i \; m_i\rangle|^2 \qquad (1.2)$$

$$= C \sum_{j=0}^{2} (2j+1)^{-1} |\langle I_f || P^j || I_i \rangle|^2 f_j f_j^* \qquad (1.3)$$

$$\text{où } C = \frac{e^4 \omega \omega'^4}{c^4 (2I_i+1)}$$

ω et ω' sont les fréquences des photons incidents et diffusés et m_i , m_f sont les projections des spins I_i et I_f de l'état initial et final.

En exprimant les éléments de matrice réduits de P^j en fonction des éléments de matrice reliant l'état initial ou final à l'état excité intermédiaire d'énergie E_k et de spin I_k la section efficace de diffusion élastique peut s'écrire sous forme d'une somme de 3 termes, scalaire, vecteur et tenseur [21].

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_s = \left| \frac{e^2}{MC^2} E^2 \sum_k \frac{f_k(I_k, I_i)}{E_k^2 - E^2 - i\Gamma_k E} + D \right|^2 \frac{1+\cos^2\theta}{2} \qquad (1.4)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_v = \left| \frac{e^2}{MC^2} 3(2I_i+1)^{1/2} E^2 \sum_k (2E+i\Gamma_k) f_k(I_k I_i) \frac{1}{2E_k(E_k^2 - E^2 - i\Gamma_k E)} W(I_i 1 I_k 1 I_i 1) \right|^2 \frac{2+\sin^2\theta}{4} \qquad (1.5)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big)_T = \left| \frac{e^2}{MC^2} 3\ (2I_i+1)^{1/2}\ E^2 \sum_k f_k(I_k I_i)\ \frac{1}{E_K^2 - E^2 - i\Gamma_K E}\ W(I_i 2 I_k 1 I_i 1) \right|^2 \frac{13+\cos^2\theta}{12} \qquad (1.6)$$

où $$f_k = \frac{2ME_K}{3\hbar^2} \frac{\langle I_K|\ |O^1|\ |I_i\rangle^2}{2I_o+1} = \frac{1}{2}\frac{\hbar C}{e^2}\frac{MC^2}{E_K^2}\frac{(2I_K+1)}{2I_o+1}\gamma_K \qquad (1.7)$$

γ_K est une largeur réduite, $\langle I_K|\ |O^1|\ |I_i\rangle$ est l'élément de matrice réduit de l'opérateur dipolaire O^1 entre l'état initial et final, $O^1_\lambda = \sum_i (r_i)_\lambda$ la sommation étant faite sur toutes les coordonnées r_i des protons ; $W(I_i\ j\ I_k\ 1\ I_i\ 1)$ est un coefficient de Racah couplant les moments angulaires et $D = -\frac{Ze^2}{AMC^2}$ est l'amplitude de diffusion Thomson.

La section efficace d'absorption σ_a est reliée à l'amplitude de diffusion scalaire R^S par le théorème optique.

$$\sigma_A = 4\pi\frac{\hbar c}{E}\ \mathrm{Im}R^S(E, \vartheta = 0) \qquad (1.8)$$

Inversement l'amplitude de diffusion peut être obtenue à partir de la section efficace d'absorption par cette relation pour la partie imaginaire et par les relations de dispersion pour la partie réelle.

$$\mathrm{Re}\,[R^S(E,\theta = 0)] = \frac{E^2}{2\pi^2\hbar C} P\int \frac{\sigma_A(E')dE'}{E'^2 - E^2} + D \qquad (1.9)$$

où $P\int$ désigne la partie principale de l'intégrale.

L'expression de la section efficace de diffusion scalaire est alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big)_S = \left[\left| \frac{E^2}{2\pi^2\hbar C} P\int \frac{\sigma_A(E')dE'}{E'^2 - E^2} + D \right|^2 + \left| \frac{E\sigma_A}{4\pi\hbar C} \right|^2 \right] \frac{1+\cos^2\theta}{2} \qquad (1.10)$$

La section efficace de diffusion élastique scalaire apparaît donc comme reliée à la section efficace totale d'absorption indépendamment de tout modèle. Il faut remarquer cependant que pour évaluer l'expression (1.9) on doit connaître la variation de σ_T en fonction de E de 0 à l'infini. Pratiquement, à cause de la variation rapide du dénominateur en fonction de E' on peut limiter l'intervalle d'intégration. Pour une section efficace d'absorption constante et pour E = 30 MeV l'intégration doit être faite jusqu'à 40 MeV pour avoir une erreur inférieure à 5 %.

La comparaison des sections efficaces de diffusion expérimentales avec celles calculées à partir de la courbe d'absorption nous permettra une évaluation des termes vecteur et tenseur. D'autre part, l'étude des répartitions angulaires qui sont très différentes pour les 3 termes nous permettra également d'en déterminer les contributions.

L'examen des formules (1.4) (1.5) (1.6) permet de faire à priori quelques remarques.

Le coefficient de Racah $W(I_i\ j\ I_k\ 1\ I_i\ 1)$ est différent de 0 seulement si $j \leqslant 2I_i$. Le terme vecteur et le terme tenseur n'existent donc que si le spin I_i de l'état fondamental est supérieur ou égal à $\frac{1}{2}$ et 1 respectivement. D'autre part, pour la résonance géante, le phénomène de diffusion est déterminé par les propriétés du continuum, en particulier par la répartition des niveaux de spin I_k et de leurs largeurs réduites γ_k.

Dans les formules (1.4) (1.5) si nous négligeons la dépendance en énergie nous avons une somme de la forme $\sum_k f_k\ (I_k I_i)\ W(I_i\ j\ I_k\ 1\ I_i\ 1)$ que l'on peut écrire en utilisant l'expression (1.7)

$$\sum_{I_k=I_i-1}^{I_i+1} (2I_k+1)\ \gamma_k\ W(I_i\ j\ I_k\ 1\ I_i\ 1) \qquad (1.11)$$

Si l'on suppose que la largeur réduite γ_k ne dépend pas de l'état k, cette somme est nulle. Toutes ces hypothèses sont raisonnables pour les transitions à partir d'un coeur sphérique et dont la position en énergie et l'intensité dépendent peu du spin de l'état atteint.

Il apparaît donc que pour les noyaux lourds composés d'un coeur sphérique plus une ou deux particules, la section efficace de diffusion sera dominée par le terme scalaire. On obtiendra donc une répartition angulaire de la forme $W(\theta) = 1 + \cos^2\theta$, quelque soit le spin de l'état fondamental.

En appliquant les techniques tensorielles dûes à FANO nous avons mis la section efficace de diffusion sous la forme d'une somme de trois termes dans lesquels la dépendance géométrique a été complètement séparée des fonctions f_k contenant les propriétés dynamiques du noyau. Pour calculer les fonctions f_k et les énergies E_k (formule 1.7) il faut connaître les fonctions d'onde de l'état fondamental et de l'état excité, et les valeurs propres E_k de l'hamiltonien décrivant le noyau. L'expression exacte des fonctions d'ondes des états nucléaires n'est pas connue et les calculs doivent donc se faire dans le cadre d'un modèle.

CHAPITRE II

LES MODÈLES

Les premiers essais d'interprétation théorique furent faits par GOLDHABER et TELLER en 1948 [22]. Ces auteurs interprètent le phénomène de résonance géante par une oscillation de l'ensemble des protons par rapport à l'ensemble des neutrons, sous l'effet du champ électro-magnétique incident. Le noyau est alors considéré comme un oscillateur électrique dont la fréquence de résonance correspond à l'énergie de la résonance géante.

En 1958, DANOS [23] et OKAMOTO [24] généralisent ce modèle au cas des noyaux déformés. Ils montrent qu'on peut avoir trois modes d'oscillation correspondant à chacun des axes principaux du noyau, deux d'entre eux ayant la même énergie pour une déformation à symétrie axiale, la résonance géante se présente dans ce dernier cas comme une superposition de deux résonances en forme de Lorentz. Dans le formalisme de BOHR et MOTTELSON les différents modes d'excitation sont caractérisés par la variation de la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie du noyau.

Le modèle de DANOS et OKAMOTO connaît un grand succès car il permet de rendre compte des résultats expérimentaux obtenus en absorption et aussi en diffusion [25] [26] [27]. De façon générale le modèle supposait que le noyau dans son état fondamental avait une déformation ellipsoidale de révolution. Cependant la seconde résonance correspondant aux deux modes de vibration suivant les petits axes de l'ellipsoïde apparaît beaucoup plus large et DAVIDOV et PHILLIPOV [28] suggèrent une déformation triaxiale statique levant la dégénérescence entre ces deux modes. Mais les paramètres de déformation obtenus sont peu réalistes [45].

En 1963, P.A. TIPLER et al. [29] montrent que cet élargissement peut être dû aux vibrations de surface dans l'état fondamental et plus récemment DANOS et GREINER [30] [31] ont développé une théorie unifiée dans laquelle ils introduisent un terme de couplage entre les oscillations dipolaires et les mouvements de vibration et rotation du modèle de BOHR et MOTTELSON. DANOS et GREINER montrent qu'un tel couplage lève la dégénérescence des deux modes d'oscillation associés aux petits axes.

Une autre approche suscitée par le succès du modèle en couches a été formulée par WILKINSON [32] en 1956. Il interpréte les états dipolaires de la résonance géante par la transition d'un seul nucléon d'une couche à la suivante, les transitions à partir de différentes couches ayant à peu près la même énergie. Mais dans cette description, l'énergie de la résonance se trouve trop basse de 5 à 6 MeV. Ce désaccord montre que les corrélations entre nucléons ne peuvent être négligées. En 1957, ELLIOT et FLOWERS [33] obtiennent la position correcte des niveaux de l'oxygène en tenant compte

des corrélations entre les différentes configurations contribuant à la résonance géante. Plus récemment le formalisme de la seconde quantification et l'utilisation de l'approximation particule-trou [34 à 39] a permis de décrire de façon assez satisfaisante les énergies des états dipolaires de la résonance géante pour certains noyaux. Bien que l'on envisage la possibilité de décrire la structure fine observée expérimentalement dans les noyaux légers, aucun calcul ne rend compte de cette structure. Aussi exposerons-nous les grandes lignes du modèle particule-trou dans sa formulation actuelle [36].

De façon générale, le modèle collectif est appliqué aux noyaux lourds en dehors des couches complètes là où la densité de niveaux est suffisante pour justifier une approximation classique. Le modèle particule-trou peut s'appliquer en principe à tous les noyaux. Mais la complexité des calculs a limité son application aux noyaux à couches complètes et à quelques autres noyaux légers.

Ces deux modèles ne sont pas indépendants. D.M. BRINK [40] a trouvé une relation entre le modèle collectif de GOLDHABER et TELLER et le modèle en couches et a montré que le modèle à particule indépendante peut rendre compte d'effets très collectifs. Le modèle particule-trou met bien en évidence cette propriété et A. HERZENBERG et al [41] ont montré que l'approximation du modèle collectif pouvait être obtenue à partir du modèle particule-trou pourvu que le rapport entre l'énergie de la résonance et l'énergie correspondant à l'excitation élémentaire d'un nucléon soit assez grand.

A - LE MODELE HYDRODYNAMIQUE

Ce modèle qui s'applique aux noyaux moyens et lourds est une description classique du phénomène de résonance géante. Le noyau est décrit comme une goutte liquide composée de deux fluides s'interpénétrant, les protons et les neutrons. Sous l'effet du champ électro-magnétique d'un photon incident, l'ensemble des protons se déplace par rapport à l'ensemble des neutrons. On a donc un moment dipolaire induit dans le noyau et absorption du photon.

Une telle description est justifiée par plusieurs remarques [42]. La densité de niveaux est extrêmement grande dans la région de la résonance géante pour ces noyaux et les niveaux correspondent à de grands nombres quantiques. D'autre part, la section efficace d'absorption dans la région de la résonance géante représente ou même dépasse les prévisions de la règle de somme et on peut donc s'attendre à ce que tous les nucléons participent à l'absorption.

DANOS [42] a fait un calcul dynamique complet en utilisant les hypothèses suivantes :

1/ Le noyau est décrit comme une goutte liquide composée de deux fluides protons et neutrons répartis uniformément dans le noyau.

2/ La densité nucléaire f_o est constante et les variations de f_p et f_n densité de protons et de neutrons doivent satisfaire à la relation

$$f_p + f_n = f_o$$

3/ La surface est rigide.

Ecrivant les équations de mouvement pour ce système et introduisant un coefficient d'amortissement pour rendre compte de la largeur des réso-

nances, il trouve les énergies des modes de vibration du noyau, le premier mode correspondant à la résonance géante. En tenant compte des forces d'échange, il prévoit correctement la variation de l'énergie de la résonance en fonction de la masse du noyau et trouve que cette énergie est inversement proportionnelle au rayon nucléaire. Pour l'amplitude de diffusion A on trouve une expression de la forme :

$$A = \frac{\sigma_a^o \Gamma}{4\pi\hbar c} E^2 \frac{E_a^2 - E^2 + i E \Gamma_a}{(E_a^2 - E^2)^2 + E^2 \Gamma_a^2} = a + i\alpha \qquad (2.1)$$

où $\sigma_0^a = \frac{4\pi e^2}{Mc} \frac{ZN}{A} \frac{0,86}{\Gamma}$ est la section efficace d'absorption au maximum de la résonance de largeur Γ_a et d'énergie E_a.

La section efficace d'absorption est alors obtenue par la relation (1.8)

$$\sigma_A^a = \sigma_0^a \frac{\Gamma_a^2 E^2}{(E_a^2 - E^2) + E^2 \Gamma_a^2} \qquad (2.2)$$

Lorsque le noyau est déformé il existe trois modes d'oscillation suivant chacun des axes principaux du noyau et les énergies des trois modes sont inversement proportionnelles aux dimensions des axes correspondants.

Pour l'absorption, la résonance géante se présente donc comme une somme de 3 résonances, et σ_A peut s'écrire pour des photons non polarisés :

$$\sigma_A = \frac{\sigma_A^a + \sigma_A^b + \sigma_A^c}{3} \qquad (2.3)$$

où σ_A^a, σ_A^b et σ_A^c représentent les sections efficaces d'absorption pour des photons polarisés suivant les axes a, b, c respectivement. Il y a également 3 amplitudes de diffusion A, B, C d'expression analogue à celle de A et dans ce modèle classique les expressions des sections efficaces de diffusion scalaire et tenseur s'écrivent :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_S = \left| \frac{A + B + C}{3} + D \right|^2 \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \qquad (2.4)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T = f(I_o)\ T\ \frac{13 + \cos^2\theta}{90} \qquad (2.5)$$

où $T = a^2+b^2+c^2+\alpha^2+\beta^2+\gamma^2 - ab-ac-bc-\alpha\beta-\alpha\gamma-\beta\gamma$

et

$$f(I_o) = \frac{I_o(2I_o-1)}{(I_o+1)(2I_o+3)} \qquad (2.6)$$

Le terme vecteur est nul dans le cas d'une symétrie axiale [20] ou B = C et peut être négligé dans les autres cas, car les déviations par rapport au modèle ellipsoïdal sont faibles. On peut donc dans tous les cas négliger cette contribution.

Pour un noyau sphérique A = B = C et la section efficace se réduit au terme scalaire.

Dans le formalisme du modèle de BOHR et MOTTELSON les différents modes d'oscillations correspondent aux transitions $\Delta K = 0$ et $\Delta K = \pm 1$, K étant la projection du moment angulaire total sur l'axe de symétrie du noyau.

Les mesures de diffusion élastique effectuées avec de faibles résolutions comprennent la diffusion inélastique vers les états vibrationnels et rotationnels de basse énergie qui font partie de la même bande que le fondamental. Les éléments de matrice intrinsèques restent les mêmes, seul diffère le facteur

géométrique $f(I_o)$. On montre que si l'on somme sur tous les états finaux possibles, ce facteur $f(I_o)$ doit être remplacé par l'unité [20].

Des raffinements ont été apportés à ce modèle par de nombreux auteurs [30] [43] [44]. DANOS et GREINER ont élaboré une théorie unifiée dans laquelle ils introduisent un couplage entre les oscillations dipolaires et les mouvements de vibration et de rotation du modèle de BOHR et MOTTELSON. Ils montrent que la résonance $\Delta K = 0$ reste inchangée, mais la dégénérescence des deux états $\Delta K = \pm 1$ est levée et chacun de ces états $\Delta K = +1$ et $\Delta K = -1$ possède un autre état satellite. Il semble que cette théorie puisse mieux rendre compte des sections efficaces d'absorption en particulier au-dessus du second maximum [30].

La résonance géante se présente alors comme une superposition de 3 résonances principales comme dans l'hypothèse d'une déformation triaxiale statique [28]. Cependant dans cette dernière hypothèse, les paramètres de déformation semblaient peu réalistes [45]. La description de DANOS et GREINER suppose au contraire que le noyau possède en moyenne la symétrie axiale dans l'état fondamental, mais l'état d'équilibre du niveau excité n'a plus cette symétrie.

A.K. KERMAN et H.K. QUANG [43] ont fait des calculs explicites de la diffusion élastique et inélastique dans le cadre de telles hypothèses. Ils trouvent un élargissement des résonances dûes à des vibrations dans l'état fondamental et montrent que la diffusion inélastique vers le premier niveau 2^+ qui est la plus importante, peut contribuer pour 25 % au phénomène de diffusion.

Pour la comparaison de nos résultats avec les prévisions du modèle de DANOS et OKAMOTO nous avons calculé le terme scalaire et le terme tenseur de la section efficace de diffusion en utilisant les paramètres de résonance déduits des courbes d'absorption. Nous avons également calculé la distribution angulaire prévue par ce modèle et qui est de la forme $W(\vartheta) = 1 + a(E) \cos^2\theta$

où
$$a(E) = \left[\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^S + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^T / 13}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^S + \left(\frac{d\sigma}{d\sigma}\right)^T} \right]_{\theta = 90^\circ} \qquad (2.7)$$

Nous avons comparé les valeurs expérimentales et théoriques de a(E) pour différents intervalles d'énergie.

B - LE MODELE "PARTICULE-TROU"

Les propriétés de couches observées dans la structure des noyaux ont conduit à utiliser le modèle à particule indépendante pour décrire les états 1^- de la résonance géante. Mais cette description utilisée par WILKINSON [32] conduit à des énergies trop basses. ELLIOTT et FLOWERS [33] ont obtenu un bon accord avec les niveaux expérimentaux en introduisant l'interaction entre le nucléon excité et les A - 1 autres nucléons. Mais les calculs sont très compliqués. Le modèle particule-trou [34 à 39] utilisant les techniques de la seconde quantification conduit à une formulation beaucoup plus simple du problème. Définissant l'état fondamental des noyaux à couches complètes comme le vide, un état excité est obtenu par création simultanée d'une particule au-dessus de la surface de Fermi et d'un trou en-dessous de

cette surface. On sépare l'hamiltonien nucléaire en deux parties $H = H_o + v$ où H_o est un hamiltonien de particules indépendantes et v l'interaction résiduelle. Sur la base des fonctions propres de H_o l'hamiltonien s'écrit alors

$$H = \sum_j \varepsilon_j : a_j^+ a_j : + \frac{1}{4} \sum_{rsmn} < r\ s|V|\ m\ n > : \eta_r^+ \eta_s^+ \eta_n \eta_m :$$

η^+ et η sont les opérateurs de création et destruction d'une particule, le symbole : : représente le produit normal, les lettres j, r, s, m, n désignent les états de particules et de trous, les ε_j sont les valeurs propres de l'hamiltonien H_o et V est l'interaction nucléon-nucléon à deux corps.

La première partie de H correspond à H_o et la seconde partie est l'expression de l'interaction résiduelle v en fonction de l'interaction nucléon-nucléon V.

En principe H doit être diagonalisé sur la base complète des fonctions d'ondes particule-trou couplées à J, M, T, M_T. Cependant pour les niveaux 1^- T=1 et pour les noyaux à couches complètes seules interviennent les configurations correspondant à 1 $\hbar\omega$, les configurations à 3 $\hbar\omega$ beaucoup plus hautes en énergie peuvent être négligées. On peut donc diagonaliser H sur une base assez restreinte, connaissant les fonctions propres de H_o qui forment la base, les valeurs propres ε_j de H_o et la forme de l'intéraction V.

Pour les fonctions d'onde constituant la base, on utilise généralement les fonctions propres de l'oscillateur harmonique. Pour l'interaction V ou bien on utilise certains types de forces (Soper, Rosenfeld, Ferrel et Wisscher) ou encore les paramètres sont ajustés par une méthode de moindre carré avec les niveaux connus expérimentalement [36]. Les valeurs propres ε_j de H_o sont déduites des spectres expérimentaux des noyaux voisins.

La diagonalisation de H donne les énergies et les fonctions d'onde des états excités du noyau. La fonction d'un état $|I_k\ T_k k>$ est de la forme

$$|I_k\ T_k\ k> = \sum_{Aa} \alpha_k^{Aa} |Aa\ I_k\ T_k>$$

où I_k et T_k sont le moment angulaire et le spin isotopique de l'état excité, k représente les autres nombres quantiques. $|Aa\ I_k\ T_k>$ est la fonction d'onde particule-trou où la particule A et le trou a sont couplés à I_k et T_k, les coefficients α_k^{Aa} sont déterminés par la diagonalisation de H.

Les sections efficaces d'absorption ou de diffusion s'expriment en fonction des quantités f_k (formules (1.5), (1.6), (1.7) qui s'écrivent

$$f_k = |<||O^1||I_k\ T_k\ k>|^2 = \sum_{Aa} \alpha_{Aa} < ||O^1||Aa\ I_k\ T_k>|^2$$

où O^1 est l'opérateur dipolaire électrique et $|>$ est la représentation du vide.

Cette dernière formule met en évidence le caractère collectif que peuvent avoir certains niveaux. En effet la somme sur A,a peut donner lieu à des interférences très constructives et on a de toute façon une redistribution des intensités de transition correspondant à chacune des configurations sur l'ensemble des états k. Ce modèle prévoit le phénomène de la résonance géante et situe de façon satisfaisante les principaux niveaux. Pourtant la structure fine n'est pas encore expliquée et la répartition des probabilités de transition n'est pas en bon accord avec les résultats expérimentaux. D'autre part aucune indication de largeur n'est donnée dans la plupart des calculs puis-

que ceux-ci utilisent généralement les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique. Enfin la complexité des calculs limite son application aux noyaux pour lesquels le nombre de configurations de spin, parité et spin isotopique déterminé est relativement restreint. Dans le cadre de ce modèle des calculs ont été faits C^{12} O^{16} Mg^{24} Si^{28} Ca^{40} et Pb^{208}.

Pour les noyaux à couches ou sous couches complètes plus ou moins un nucléon les calculs sont encore possibles, mais n'ont été effectués que pour C^{13} et N^{13} [46] [47]. Le fondamental est alors décrit comme le vide plus une particule et les configurations des états excités sont du type deux particules-un trou.

Dans le cas du C^{13} Easlee [46] montre que l'on a un dédoublement de la résonance géante en un état $T = 1/2$ et $T = 3/2$. Enfin pour le Mg^{24} [48] les fonctions d'ondes de base utilisées par S.G. NILSSON et al. sont celles d'un oscillateur harmonique déformé. Ces auteurs trouvent deux groupes de niveaux correspondant aux transitions $\Delta K = 0$ et $\Delta K = \pm 1$.

En résumé le modèle collectif de DANOS et OKAMOTO permettra de comparer de façon précise nos résultats expérimentaux avec les prédictions théoriques puisque ce modèle donne l'expression des sections efficaces de diffusion scalaire et tenseur, et la répartition angulaire des photons diffusés.

Le modèle particule-trou ne donne pas encore une description suffisamment détaillée de la résonance géante, pour permettre une comparaison aussi précise entre les résultats expérimentaux obtenus en diffusion et les prévisions théoriques. Sur la base de ce modèle, il nous sera cependant possible de faire un certain nombre de remarques sur la structure des noyaux à partir des sections efficaces de diffusion. La mesure des répartitions angulaires nous permettra d'autre part d'avoir des indications sur la multipolarité des transitions observées, l'importance de la diffusion inélastique et le degré d'interférence des états de spin différents pour les noyaux dont le spin du fondamental est différent de 0.

CHAPITRE III

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Pour étudier la diffusion des photons par les noyaux, diverses méthodes ont été employées. FULLER et HAYWARD [49] ont étudié la diffusion photonucléaire dans la région de la résonance géante par une méthode différentielle donnant la valeur de la section efficace de diffusion pour chaque énergie en comparant les spectres de diffusion obtenus pour deux spectres d'énergie légèrement différente. L'utilisation de photons monochromatiques obtenus par annihilation en vol de positons [50] [51] ou par coïncidences avec l'électron associé au photon de freinage [52] permet des mesures de sections efficaces de diffusion avec des résolutions en énergie de quelques pour cent. Cependant la faible intensité des faisceaux de photons monochromatiques ne permet pas encore, une étude extensive de nombreux noyaux ou la détermination précise des répartitions angulaires du rayonnement diffusé.

Dans nos expériences, nous utilisons l'ensemble du spectre de freinage et nous mesurons l'énergie des photons diffusés par la cible. Nous avons pu grâce aux différentes protections utilisées, observer directement le phénomène de résonance géante sur le spectre d'impulsions délivrées par le détecteur, ce qui confère à notre dispositif une grande rapidité d'analyse expérimentale. Cela nous a permis de faire des mesures sur de nombreux noyaux et d'étudier les répartitions angulaires.

Dans la région de la résonance géante dont la position varie entre 15 et 22 MeV quand on passe des noyaux lourds aux noyaux légers le phénomène de diffusion photonucléaire est un phénomène très faible devant toutes les interactions possibles d'un photon avec la matière. Notre dispositif expérimental a donc été conçu pour réduire au maximum le bruit de fond et les rayonnements parasites.

La figure 1 montre le dispositif expérimental. Un canaliseur primaire en plomb, et un canaliseur secondaire en fer définissent le faisceau de photons de freinage produit par le bétatron. Le trajet des photons se fait ensuite dans le vide jusqu'à la cible à travers un mur de béton et paraffine de 2 m d'épaisseur séparant la salle du bétatron de la salle d'expériences. Le faisceau se perd ensuite dans un piège de béton et de paraffine qui évite la rétrodiffusion.

I - BETATRON

Nous avons utilisé le bétatron Brown Boveri du laboratoire de Synthèse Atomique et d'Optique Protonique, dont l'énergie maximum est de 34 MeV.

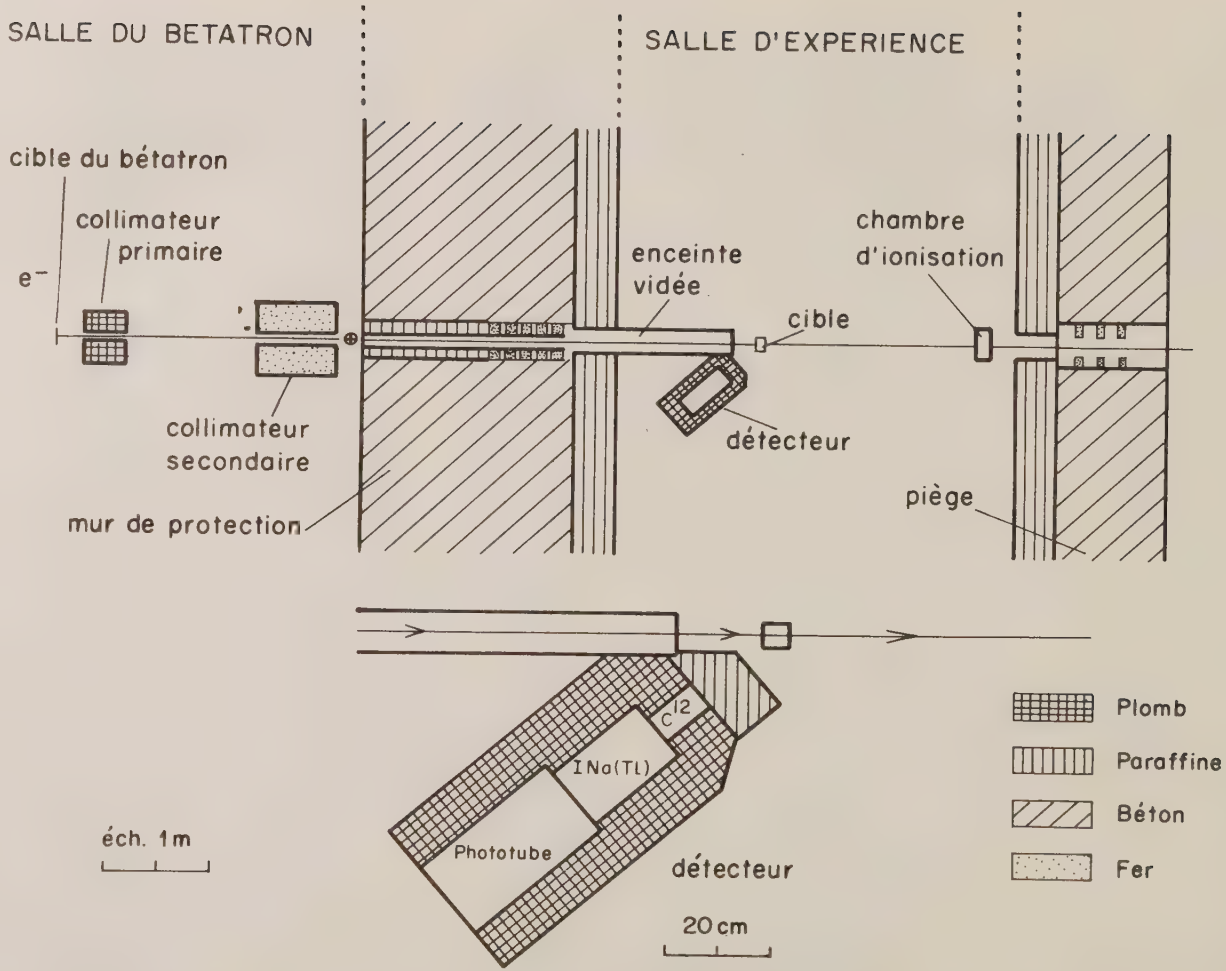

Fig. 1 - Dispositif expérimental.

Les électrons sont accélérés par un champ magnétique variable en restant sur une orbite circulaire stable. Lorsque le champ magnétique a atteint sa valeur maximum, on provoque une variation rapide du champ magnétique et il y a expansion de l'orbite. Les électrons frappent alors une cible de platine placée à l'intérieur du tube d'accélération et produisent un spectre de photons de freinage dont l'énergie maximum correspond à l'énergie des électrons. Afin de réduire au maximum les effets d'empilements de petites impulsions nous avons utilisé l'impulsion de durée maximum, soit 50 µs, ce qui avec 55 cycles par seconde correspond à un temps d'occupation relativement faible ($2,75.10^{-3}$). L'étalonnage en énergie du bétatron qui détermine l'énergie maximum du spectre de freinage a été fait avec les seuils de réactions γn sur C^{12} et Cu^{63}.

II - DETECTEUR

Les photons diffusés sont détectés par un cristal de INa(Tl) de 127 mm de diamètre sur 203 mm de longueur. Un blindage magnétique protège le photomultiplicateur et une épaisseur de 10 cm de plomb entoure l'ensemble qui peut tourner entre 40° et 140° par rapport à la direction du faisceau.

Une ouverture de 6 cm de diamètre dans le blindage de plomb définit l'angle solide du détecteur. Un absorbant de carbone a été placé dans ce canal pour arrêter les électrons et les photons de basses énergies produits par effet compton ou effet de paires, en outre nous avons placé entre la cible et la paroi frontale de l'ensemble un bloc de paraffine de 11 cm d'épaisseur et deux feuilles de papier boré. L'effet de cette protection supplémentaire est d'une part de filtrer les photons émis par la cible, et d'autre part de ralentir les neutrons qui sont ensuite capturés dans le bore.

III - ELECTRONIQUE

Nous utilisons un ensemble de spectrométrie γ classique. Les impulsions fournies par le photomultiplicateur DUMONT (6 364) sont mises en forme de façon à avoir une durée minimum compatible avec l'amplification linéaire utilisée. Ces impulsions sont ensuite amplifiées puis analysées par un sélecteur à 50 canaux. Un circuit porte ne laisse passer les impulsions vers le sélecteur que pendant la durée de l'impulsion du faisceau. Pour déclencher ce circuit on utilise le signal commandant l'expansion d'orbite. Ce signal est mis en forme et un réglage de phase permet d'ajuster de façon précise le déclenchement de la porte de façon à ce que l'impulsion du faisceau se trouve à l'intérieur du temps d'ouverture de la porte. Le bruit de fond d'origine cosmique est ainsi rendu négligeable.

Le temps mort du sélecteur étant de une milliseconde, il ne peut enregistrer qu'une impulsion par impulsion de faisceau. Aussi nous sommes nous toujours limités à des comptages de 1 à 2 impulsions par seconde ce qui correspond à un taux de perte de 2 à 4 %.

IV - ETALONNAGE EN ENERGIE, RESOLUTION, EFFICACITE

L'étalonnage en énergie du détecteur est fait avec la raie de 15,1 MeV du C^{12} obtenue par diffusion résonnante. La stabilité de l'électronique est

vérifiée par la position de la raie de 660 KeV du Cs^{137}. Nous laissions en permanence cette source devant le compteur, ce qui atténuait les variations de gain du phototube dues à des variations relatives très importantes du débit moyen au moment de la mise en marche du bétatron.

La résolution du détecteur à 15,1 MeV est de 16 %. Le produit de l'efficacité par l'angle solide a été calculé précédemment en fonction de l'énergie entre 1 et 35 MeV [53].

V - EMPILEMENTS

A chaque impulsion du bétatron un très grand nombre de photons de basse énergie sont émis par la cible. Les petites impulsions fournies par le détecteur peuvent alors s'empiler les unes sur les autres. Le taux d'empilement est relié au nombre de coïncidences fortuites entre deux impulsions dont la durée τ est ici de 2μs. Le nombre de coïncidences est $N = \tau N^2$ où N le nombre d'impulsions par unité de temps, est égal à N_t/θ, N_t étant le nombre total d'impulsions délivrées par le photomultiplicateur pendant la durée θ du faisceau. On a donc le taux d'empilement

$$\frac{N_c}{N} = \frac{N_t \tau}{\theta}$$

Pour diminuer ce taux d'empilements on a donc choisi θ maximum soit 50 μs ; on peut aussi diminuer N_t en diminuant l'intensité du faisceau ou l'épaisseur de la cible.

VI - PHENOMENES PARASITES

Le rayonnement parasite sans cible (rayonnement cosmique, rayonnement provenant de la salle du bétatron, ou de la salle d'expérience) est rendu tout à fait négligeable grâce aux différentes protections et en particulier, à l'enceinte vidée placée sur le trajet du faisceau. Le rayonnement parasite provenant de la cible peut être divisé en trois catégories :

1/ Interaction électronique et effets de paires. Bien que ces processus soient très importants, ils ont lieu vers l'avant et en plaçant le détecteur vers l'arrière il ne subsiste que des photons compton de 300 KeV et des photons d'annihilation de 511 KeV.

2/ Photons provenant des processus $\gamma n\gamma'$ et $\gamma p\gamma'$, $\gamma\alpha\gamma'$. Ces photons semblent constituer la partie principale de l'activité en-dessous de 12 MeV pour les noyaux légers et 8 MeV pour les noyaux lourds.

3/ Capture radiative d'un neutron thermique dans le cristal ou dans le plomb qui l'entoure et diffusion inélastique de neutrons rapides sur l'iode.

L'ensemble de ces processus est assez important dans certains cas et les γ de capture peuvent avoir une énergie de 7 MeV. Pour O^{16} cet effet semble cependant 7 à 8 fois plus faible que le phénomène précédent. Pratiquement à 140° et pour les noyaux légers les photons provenant des réactions $\gamma n\gamma'$ et $\gamma p\gamma'$ constituent la partie prépondérante de l'activité observée en dessous de 12 MeV. Cependant les petites impulsions provenant de l'effet de paire et

des photons Compton deviennent gênantes aux angles inférieurs à 90°. Pour les noyaux lourds c'est probablement le même phénomène qui est à l'origine de l'activité en dessous de 8 MeV. Le phénomène de capture radiative et de diffusion inélastique de neutrons n'est relativement pas plus important que pour les noyaux légers, le rapport entre la section efficace de diffusion et d'émission de neutrons étant du même ordre pour les noyaux légers et lourds.

Il apparaît donc que pour l'activité à basse énergie, on est approximativement dans la même situation pour les noyaux légers et les noyaux lourds à un décalage en énergie près et que ce sont les processus du type $\gamma n\gamma'$ ou $\gamma p\gamma'$ qui sont principalement à l'origine de cette activité.

VII - CIBLES

Les cibles ont été réalisées sous forme métallique pour Be^9, Mg, Fe, Ta et Au, également pour Na^{23} Ca^{40} et K^{39} mais pour ces derniers éléments la cible était placée dans une boîte étanche en acier inoxydable à fenêtres de mylar. Tous les autres matériaux étaient utilisés sous forme de poudre placée dans une boîte à parois de mylar.

Pour l'holmium, erbium, terbium nous avons utilisé des oxydes. A cause de la grande différence des sections efficaces entre noyaux lourds et noyaux légers, la contribution de l'oxygène est tout à fait négligeable. Le fluor et l'azote ont été utilisés sous forme de fluorure et de nitrure de lithium. Nous avons tenu compte de la diffusion par les noyaux de lithium en irradiant de l'hydrure de lithium. La contribution de cet élément reste cependant toujours inférieure à 20 %.

Nous avons toujours utilisé des éléments naturels sauf pour le B^{10} puisque les quantités utilisées varient entre environ 20 grammes pour les noyaux lourds et 150 grammes pour les noyaux légers.

VIII - MESURE DU FLUX

Nous avons utilisé pour la mesure du flux de photons une chambre d'ionisation à parois épaisses de graphite calculée et réalisée par C. SCHUHL [56], fonctionnant sous une tension de 1 500 V. Le courant recueilli sur l'électrode centrale est amplifié par un amplificateur à courant continu, puis intégré par une capacité à fort isolement. Lorsque la charge de la capacité atteint une valeur déterminée, un relais sensible réinjecte une charge étalon de signe contraire et la capacité peut se charger à nouveau. Un numérateur compte le nombre de réinjections.

Pour déterminer la valeur du nombre de photons incidents sur la cible, il faut calculer la réponse de la chambre $F(E_m)$ définie comme la charge recueillie sur la chambre pour un photon incident sur la paroi frontale, et ayant la probabilité $W(E, E_m)$ d'avoir une énergie comprise entre E et E + dE dans un spectre d'énergie maximum E_m.

On a donc $$F(E_m) = \int_0^{E_m} R(E)\ W(E, E_m)\,dE$$

où R(E) est la réponse de la chambre pour un photon d'énergie E en coulomb par MeV. Cette réponse a été calculée par C. SCHUHL [56]. Le nombre de

photons d'énergie E incidents sur la chambre s'écrit alors :

$$N(E, E_m) = W(E, E_m) \frac{Q}{F(E_m)}$$

où Q est la charge recueillie sur la chambre.

La probabilité $W(E, E_m)$ est proportionnelle à $\frac{\Phi(E, E_m)}{E} f_c(E)$ où $f_c(E)$ est la transmission de tous les matériaux placés devant la chambre et la fonction $\Phi(E, E_m)$ est donnée par les tables de Penfold et Leiss.

La précision obtenue compte tenu des différentes corrections, incertitudes sur les calculs d'efficacité de la chambre, et sur la forme du bremstrahlung peut être estimée à 15 %.

Pour confirmer l'ensemble des calculs de réponse de la chambre, de l'efficacité et l'angle solide du détecteur, nous avons déterminé la section efficace de diffusion intégrée pour le niveau de 15,1 MeV du C^{12} et nous trouvons $\int \sigma_d(E)dE = 2,15 \pm 0,1$ MeV mb, valeur qui est en accord avec les résultats d'autres équipes [57] [58].

CHAPITRE IV

I - CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION

La résonance géante se présente généralement comme une résonance dont la largeur (4 MeV ou plus) excède celle de la courbe de réponse du détecteur. D'autre part, irradiant une cible avec des photons dont l'énergie s'étend entre 0 et E_m, nous obtenons un spectre de photons diffusés.

Les photons émis dans la région de la résonance géante peuvent provenir de la diffusion élastique et inélastique. Une mesure à une énergie maximum donnée ne permet pas de distinguer les deux phénomènes. Aussi dans un premier temps nous déterminerons le nombre de photons $n_\gamma(E)$ d'énergie E détectés par le compteur à partir du spectre d'impulsions.

a) Calcul de $n_\gamma(E, E_m)$

Soit G(E, V) la probabilité pour qu'un photon détecté d'energie E donne une impulsion de hauteur V. Le nombre d'impulsions $N(V, E_m)$ délivrées par le détecteur pour une irradiation à l'énergie E_m est :

$$N(V, E_m) = \int_0^{E_m} n_\gamma(E)\ G(E, V)\ dE \qquad (4.1)$$

La fonction $N(V, E_m)$ étant donnée par le spectre expérimental d'impulsions nous avons une équation intégrale dont la fonction inconnue est $n_\gamma(E)$.

Pour résoudre cette équation nous avons utilisé une méthode analogue à celle de PENFOLD et GARWIN [54]. On cherche une solution de la forme :

$$n_\gamma(E, E_m) = \frac{\sum_i B_i\ N(b_i\ V_E\ ,\ E_m)}{\int dV \sum_i B_i\ G(b_i\ V, E)}$$

où V_E est la valeur de V au maximum de la fonction de résolution.

La forme optimum pour la fonction $\sum_i B_i\ G(B_i\ V,\ E)$ qui sera la courbe de résolution corrigée est obtenue en choisissant les coefficients B_i et b_i de telle façon que cette fonction ne soit différente de zéro que dans un petit intervalle ΔV autour de V_E. On a supposé que le pouvoir de résolution ne varie pas avec l'énergie [54] [53] et dans ce cas l'intégrale du dénominateur est une constante. Compte tenu de la faible statistique de nos mesures on peut se limiter aux deux premiers termes du développement ce qui conduit à un pouvoir de résolution corrigé de 10 % et une courbe de réponse symétrique par rapport à son maximum.

On obtient donc l'expression suivante pour $n_\gamma(E, E_m)$

$$n_\gamma(E, E_m) = \frac{N(V_E, E_m) - 0,56\ N(1,12\ V_E,\ E_m)}{0,53} \qquad (4.2)$$

Une méthode plus exacte peut être utilisée pour la détermination de $n_\gamma(E, E_m)$. En effet la formule (4.1) peut le mettre sous la forme :

$$N(V_i\ E_m) = \delta \sum_{E_j=0}^{E_m} n_\gamma(E_j, E_m)\ G\ (E_j\ V_i) \qquad (4.3)$$

où δ est le pas de la sommation et $n_\gamma(E_j E_m)$ sont les inconnues.

Nous avons un système d'équations linéaires que nous pouvons résoudre connaissant les valeurs expérimentales de $N(V_i E_m)$ et la fonction $G(E_j V_i)$. Ce système d'équations a été résolu en prenant un pas égal à 2 MeV ce qui, dans la région de 20 MeV, correspond à un pouvoir de résolution de 10 %. Les valeurs de $n_\gamma(E_j E_m)$ calculées avec ce pas sont tout à fait en accord avec celles calculées par la méthode analytique.

b) Sections efficaces

Soit $\sigma(E)$ la section efficace différentielle de diffusion élastique à l'énergie E, et $\sigma(E, E')$ la section efficace différentielle de diffusion inélastique à l'énergie E' mais correspondant à l'émission de photons d'énergie E. L'expression de $n_\gamma(E, E_m)$ est de la forme :

$$n_\gamma(E, E_m) = F(E, E_m)\,\{N(E, E_m)\sigma(E) + \int_{E'>E} dE'\ N(E', E_m)\sigma(E', E)\} \qquad (4.4)$$

où $F(E, E_m)$ est un facteur comprenant l'efficacité, l'angle solide du détecteur et le nombre d'atomes par cm² de la cible, ainsi que tous les coefficients de transmission. $N(E, E_m)$ et $N(E', E_m)$ sont le nombre de photons d'énergie E ou E' dans un spectre de freinage d'énergie E_m.

Définissons la quantité

$$\sigma'(E, E_m) = \frac{n_\gamma(E, E_m)}{F(E, E_m)\ N(E_m)} \qquad (4.5)$$

L'équation (4.4) s'écrit :

$$\sigma'(E, E_m) = \sigma(E) + \frac{1}{N(E, E_m)} \int_{E'>E} dE'\ N'\ (E', E_m)\sigma(E'E) \qquad (4.6)$$

S'il n'y a pas diffusion inélastique $\sigma'(E, E_m) = \sigma(E)$.

S'il y a diffusion inélastique, on peut s'en rendre compte en étudiant la variation de $\sigma'(E, E_m)$ en fonction de E_m. Pratiquement nous avons procédé de la façon suivante. Nous avons déterminé la quantité $\sigma'(E, E_m)$ pour des énergies maximum différentes. Si les courbes obtenues sont identiques on peut conclure qu'il n'y a pas de diffusion inélastique vers des niveaux d'énergie supérieure à notre pouvoir de résolution. S'il y a diffusion inélastique, nous faisons l'hypothèse que la quantité $\sigma'(E, E_m)$ obtenue pour la plus petite valeur de E_m représente la section efficace de diffusion élastique $\sigma(E)$. La validité de cette hypothèse sera discutée dans chaque cas particulier. On peut alors déterminer expérimentalement la quantité $\sigma'(E, E_m) - \sigma(E)$ et l'équation (4.6) donne :

$$\int dE'\,N(E', E_m)\ \sigma(E'E) = N(E, E_m)\,\{\sigma'(E, E_m) - \sigma(E)\} \qquad (4.7)$$

Si l'on fait l'hypothèse supplémentaire, qui peut être justifiée par la variation de la quantité $\sigma'(E, E_m) - \sigma(E)$ en fonction de E et de E_m, qu'il y a diffusion inélastique vers un niveau d'énergie déterminée E_1, on a $E'=E-E_1$ et l'équation (4.7) donne la section efficace de diffusion inélastique à l'énergie E'

$$\sigma(E'E) = \frac{N(E, E_m)}{N(E', E_m)} \{\sigma'(E, E_m)-\sigma(E)\} \qquad (4.8)$$

L'erreur sur la détermination des sections efficaces ; si l'on tient compte des erreurs sur la mesure du flux (15 %) et sur les calculs d'angle solide et d'efficacité du détecteur (10 %) peut être estimée à 25 %.

II - COMPARAISON AVEC LES MODELES ET LES CALCULS UTILISANT LA RELATION DE DISPERSION

Pour les noyaux moyens et lourds (A>40) nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec les prévisions du modèle collectif de DANOS et OKAMOTO. Nous avons calculé les sections efficaces de diffusion scalaire et tenseur au moyen des relations (2.4) (2.5). Les paramètres utilisés ont été déduits des sections efficaces de réaction γn et principalement des résultats obtenus à Livermore avec des photons monochromatiques. Nous avons choisi les résultats de ce laboratoire pour des raisons de cohérence entre les mesures effectuées sur différents noyaux, également parce que la méthode utilisée est la plus précise. Pour l'Holmium et le Terbium nous avons aussi utilisé d'autres résultats.

L'ensemble des paramètres de résonances correspondant aux différentes décompositions de la section efficace γn est présenté dans le tableau I.

Tableau I

	σ_o^a	E_a	Γ_a	σ_o^b	E_b	Γ_b	σ_o^c	E_c	Γ_c	Ref.
Co^{59}	40	16,5	3,75	43,4	7,0	19,25				[66]
Tb	188	12,2	2,67	233	15,6	4,3				[59]
	278	12,25	2,5	191	15	3,2	305	17	2,0	[72]
Ho	200	12,1	2,65	249	15,75	4,4				[71]
	319	12	2	213	14,5	3	213	16,5	3	[45]
	279	12,2	2,33	144	15,8	4,13	133	16,98	4,81	[30]
Ta	198	12,75	3,00	224	15,5	5,00				[71]
Au	535	13,9	4,2							[70]

Pour les noyaux légers A<40 les calculs du modèle particule-trou concernent probablement des noyaux de spin $J_o = 0$ et pour lesquels seul le terme scalaire contribue à la section efficace de diffusion. Pour les autres noyaux il n'y a pas de calculs théoriques. Aussi nous sommes nous limités au calcul du terme scalaire de la section efficace de diffusion pour tous les noyaux légers étudiés. Pour calculer ce terme nous avons utilisé la formule

(1.10) déduite du théorème optique et des relations de dispersion donnant la section efficace de diffusion scalaire en fonction de la section efficace d'absorption totale. Afin d'avoir des mesures cohérentes entre elles nous avons utilisé, pour les valeurs de section efficace d'absorption, les résultats obtenus dans un même laboratoire [55]. L'erreur sur les valeurs absolues due aux incertitudes sur l'absorption électronique est de l'ordre de 10 %. D'autre part, à haute énergie, au-dessus de la résonance géante, lorsque la section efficace d'absorption est faible cette erreur peut devenir de l'ordre de 15 à 20 % ce qui correspond approximativement à 30 ou 35 % sur la section efficace de diffusion.

Pour nos résultats nous avons estimé l'erreur possible à 25 %. Aussi nous nous attacherons plutôt à comparer les formes des courbes expérimentales et calculées. Pour faciliter cette comparaison nous avons normalisé les courbes calculées aux courbes expérimentales. Le facteur de normalisation est indiqué sur chaque figure.

Pour la section efficace calculée à 140°, nous avons supposé que nous avions des transitions purement dipolaires et une distribution angulaire de la forme $W(\theta) = 1 + \cos^2\theta$.

Enfin il peut y avoir une autre source d'erreur lorsque nous utilisons les valeurs expérimentales de la section efficace d'absorption. Ces valeurs expérimentales sont en fait des valeurs moyennes sur une certaine bande d'énergie et ne font pas apparaître la structure fine observée dans les sections efficaces de réaction γn et γp. Si cette structure fine est importante nous avons une certaine indétermination sur la section efficace de diffusion calculée. L'erreur semble faible pour l'oxygène où le nombre de résonances étroites est assez restreint. L'erreur peut être plus importante pour le silicium et le soufre dont les sections efficaces γp font apparaître de très nombreuses résonances. Cependant si la largeur de ces résonances est de l'ordre de quelques centaines de KeV, cette erreur est inférieure à 30 %.

CHAPITRE V

NOYAUX DE LA COUCHE P
RÉSULTATS, DISCUSSION

I - O^{16}

Les courbes expérimentales correspondant aux énergies maximum 27, 32, 34 MeV ont été obtenues avec une cible de 5 cm d'épaisseur de H_2O. Les résultats sont présentés, figure 2.

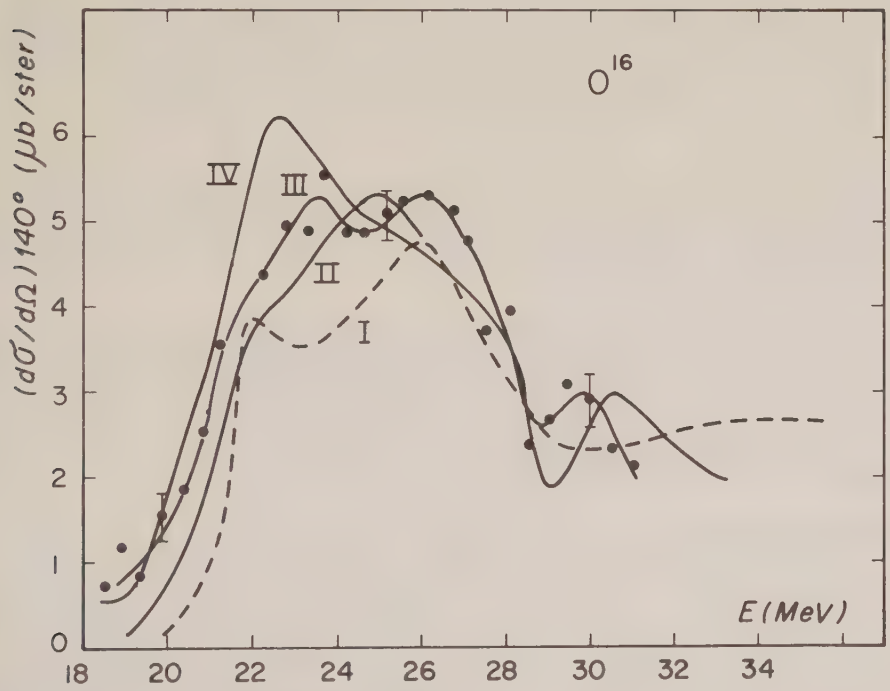

Fig. 2 - O^{16} Sections efficaces différentielles de diffusion à 140° déterminées à E_m = 27 MeV (II), E_m = 32 MeV (III), E_m = 34 MeV (IV).

Courbe I : Section efficace prévue par la relation de dispersion.

La différence entre les courbes déterminées à 27, 32 et 34 MeV indique qu'il y a diffusion inélastique à partir de niveaux situés au-dessus de 27 MeV. La courbe correspondant à E_m = 27 MeV représente la section efficace de

diffusion élastique entre 21 et 27 MeV puisque le premier niveau excité de l'oxygène se trouve à 6,05 MeV. La forme de cette courbe est comparable à celle de la courbe calculée par la relation de dispersion et montre la structure de la résonance géante en deux niveaux principaux situés vers 22 et 25 MeV comme le prévoit le modèle particule-trou.

La courbe obtenue par PENFOLD et GARWIN [54] par une méthode analogue serait plutôt un accord avec la courbe obtenue à E_m = 34 MeV qui comprend une part de diffusion inélastique vers 20 MeV. La courbe expérimentale de PENFOLD et GARWIN ne fait toutefois pas apparaître clairement le maximum que nous observons vers 30 MeV à E_m = 32 et 34 MeV. Si l'on tient compte de la précision de notre échelle en énergie et du déplacement des maxima de la section efficace de diffusion par rapport à la courbe d'absorption [21], on peut identifier ce niveau et celui observé par BRAMBLETT et al [59] à 28,9 MeV dans la section efficace de réaction γn.

L'existence de niveaux à énergie aussi élevée n'est pas encore expliquée théoriquement. Les calculs dans l'approximation particule-trou ne prévoient en effet aucun niveau 1^- dans cette région et les niveaux 1^+ et 2^+ sont beaucoup plus difficiles à calculer puisqu'on doit tenir compte des configurations 2 particules 2 trous pour les niveaux de parité positive. SPICER et EISENBERG [60] ont calculé les niveaux 1^+ et 2^+ de l'oxygène en négligeant ces configurations et trouvent un niveau $J^\pi = 1^+$ à 28,82 MeV. En comparant les spectres expérimentaux obtenus à 140° et 90°, nous avons établi que ce niveau ne peut être un niveau 2^+, le rapport des intensités indiquant au contraire un caractère dipolaire pour l'excitation de ce niveau.

Diffusion inélastique

Nous avons porté figure 3 la quantité $\sigma' - \sigma$ définie au chapitre IV pour E_m = 32 et 34 MeV. Cette quantité représente l'écart obtenu entre les courbes déterminées à 32 et 34 MeV par rapport à la section efficace de diffusion élastique déterminée à E_m = 27 MeV.

La variation de cette quantité en fonction de l'énergie pour E_m = 32 et 34 MeV conduit à interpréter cette diffusion inélastique comme résultant d'une désexcitation de niveaux situés entre 29 et 34 MeV vers un niveau de 10 MeV. On peut alors adopter l'échelle entre crochets pour la section efficace de diffusion inélastique $\sigma(E, E')$ vers un niveau de 10 MeV. La variation de $\sigma(E, E')$ en fonction de l'énergie semble indiquer l'existence d'un niveau large dans la région de 34 MeV.

Distribution angulaire

La distribution angulaire du rayonnement diffusé à été déterminée à E_m = 32 MeV. Entre 19 et 24 MeV, la valeur du coefficient $a = 0,9 \pm 0,1$ montre que la diffusion inélastique est peu importante et que l'absorption est principalement de caractère dipolaire. Ce résultat est compatible avec la précédente détermination de la section efficace de diffusion inélastique puisque dans cette bande d'énergie la contribution inélastique est inférieure à 10 %.

Réactions $\gamma\alpha\gamma'$, $\gamma p\gamma'$, $\gamma n\gamma'$

Nous avons mis en évidence [61] deux niveaux étroits ($\Gamma < 1$ MeV) à 22,8 MeV et 24,4 MeV par les courbes d'excitation des rayonnements de 9,1 MeV et 15 MeV respectivement. Les courbes d'excitation sont présentées figure 3.

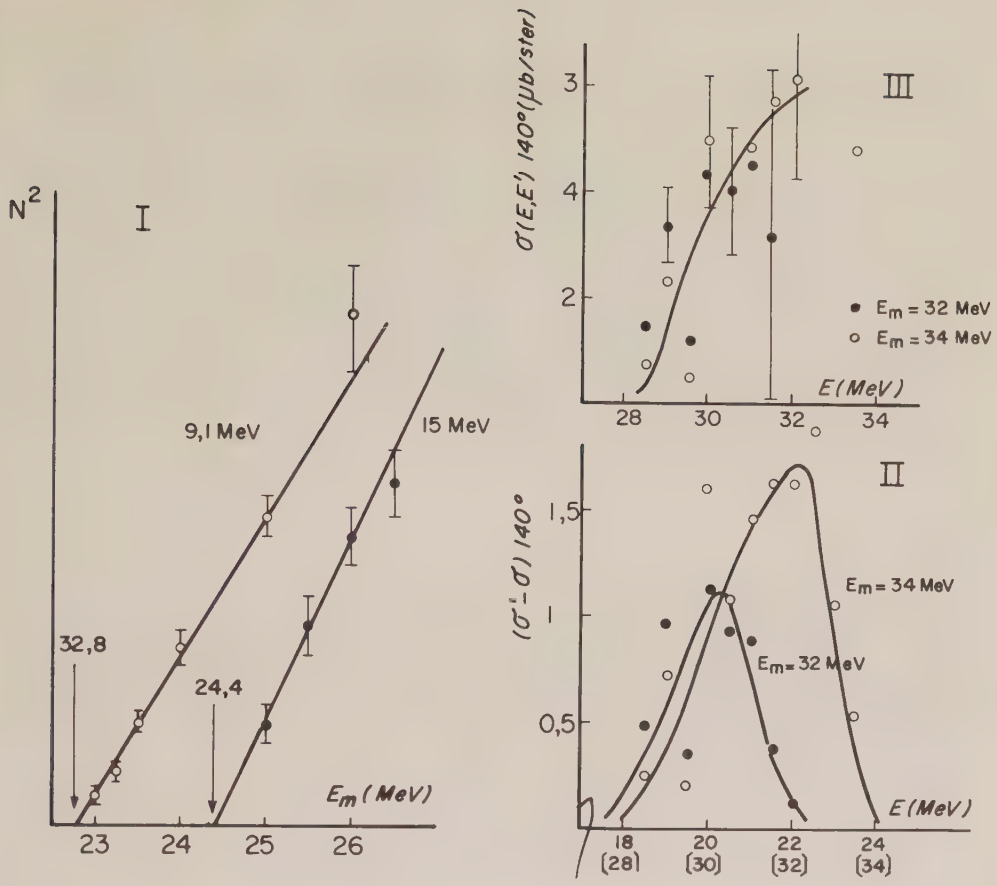

Fig. 3 - O^{16} I - Courbe d'excitation des niveaux de 9,1 MeV et 15,1 MeV de N^{15} et C^{12} formés par émission de protons ou de particules α.

II - $\sigma'-\sigma$: contribution de la diffusion inélastique entre 18 et 24 MeV, à E_α = 32 MeV et E_α = 34 MeV.

III - $\sigma(E, E')$ Section efficace de diffusion inélastique à 140°.

Les fortes sections efficaces observées, ainsi que l'examen des différentes voies possibles nous ont conduit à interpréter les raies de 9,1 MeV et 15 MeV comme la désexcitation de niveaux excités de N^{15} et C^{12} formés par réaction γp et γα sur l'oxygène.

La distribution angulaire des photons de 9,1 MeV et de 15 MeV, qui correspond à une corrélation angulaire avec rayonnement intermédiaire non observé indique un caractère dipolaire des niveaux de l'oxygène. Pour le niveau de 24,4 MeV se désexcitant sur le niveau de 15,1 MeV ($J^\pi = 1^+$) du C^{12} la répartition angulaire montre que le moment angulaire emporté par la particule α est l_α=1. Nous trouvons expérimentalement une répartition angulaire de la forme $W(\theta) = 1 + a \cos^2\theta$ avec $a = -0,3 \pm 0,2$; les valeurs théoriques étant $a = -0,33$ pour l_α=1 et a=1 pour l_α=0. On peut alors conclure que le niveau de 24,4 MeV de l'oxygène est un niveau J^π=1⁻ T=1 se désexcitant par émission α sur le premier niveau T=1 du C^{12}. La position en énergie de ce

niveau ainsi que ses caractéristiques de spin et parité semblerait indiquer qu'il s'agit du second niveau dipolaire de l'oxygène 16 prévu vers 25 MeV [36]. Mais dans ce cas on s'attendrait à une largeur plus grande pour ce niveau.

En fait, la résonance géante n'est actuellement que partiellement décrite par le modèle particule-trou. En particulier toute la structure fine de la résonance géante n'est pas expliquée. Des calculs sont en cours faisant intervenir les états non liés du continu dans un puits de potentiel fini. La structure fine serait due à l'existence d'états quasi-liés correspondant à l'excitation de plusieurs particules. Bien que l'interaction électromagnétique soit représentée par un opérateur à un corps dans la limite de validité du théorème de Siegert, ces configurations à plusieurs particules interviennent dans le calcul des fonctions d'onde des états 1^- et peuvent expliquer l'existence de la structure fine observée expérimentalement dans la section efficace d'absorption ainsi que l'existence d'un tel état de largeur faible et émetteur de particule α.

II - N^{14}, C^{12}, B^{11}, B^{10}, Be^9

Les résultats expérimentaux pour ces noyaux dont la couche p n'est pas complète sont présentés figures 4 et 5. Pour le carbone, la courbe expérimentale est en accord très satisfaisant avec la section efficace de diffusion calculée par la relation de dispersion, sauf vers 30 MeV où la courbe expérimentale est relativement trop basse. Ceci peut être dû à une absorption quadrupolaire dans cette région d'énergie. En effet, à 140° la distribution angulaire défavorise nettement la diffusion de type quadrupolaire par rapport à la diffusion à caractère dipolaire.

Pour N^{14} nous obtenons sensiblement la même valeur que pour le Carbone au maximum de la courbe de section efficace. On a cependant une résonance plus large composée probablement de plusieurs niveaux. On observe d'autre part un maximum vers 30 MeV.

La comparaison des sections efficaces déterminées à E_α = 27 et 32 MeV montre qu'il n'y a pas de diffusion inélastique notable entre 27 et 32 MeV vers des niveaux d'énergie supérieure à 5 MeV.

Pour les noyaux de Be^9 B^{10} B^{11} [62] (Figure 5), il n'y a plus à proprement parler de résonance géante puisque les sections efficaces de diffusion varient peu entre 20 et 30 MeV. Pour tous ces noyaux nous avons deux types de transitions à une particule, celles de la couche p vers la couche s, d, et celles de la couche 1s vers la couche p incomplète. Pour le C^{12} le niveau de 22 MeV est principalement décrit par la configuration $(p^{3/2-} d^{5/2})$ [36] tandis qu'un niveau vers 34 MeV est décrit par la configuration $(s^{1/2-} p^{1/2})$.

Bien que les noyaux de Be^9 B^{10} B^{11} ne diffèrent du C^{12} que par le remplissage de la sous couche $p^{3/2}$ l'état dipolaire géant n'existe plus pour ces noyaux.

Il semble qu'une explication au moins qualitative puisse être trouvée dans les propriétés de symétrie particulière des groupes de 4 nucléons (2 protons et 2 neutrons) dûes au fait que dans l'espace de spin et de spin isotopique on peut antisymétriser les fonctions d'onde de quatre nucléons au maximum. Ces propriétés expliquent en particulier les seuils élevés pour l'émission de particule dans les noyaux 4n.

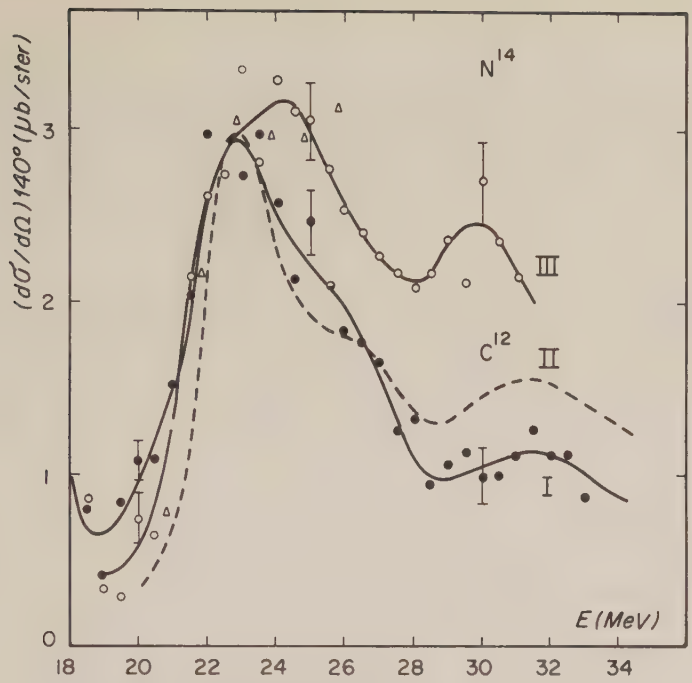

Fig. 4 - I - C^{12} Section efficace différentielle de diffusion (E_a = 34 MeV).

II - C^{12} Section efficace prévue par la relation de dispersion et multipliée par 0,55.

III - N^{14} Section efficace différentielle de diffusion à 140° (Δ: E_a = 27 MeV), (O: E_a = 32 MeV).

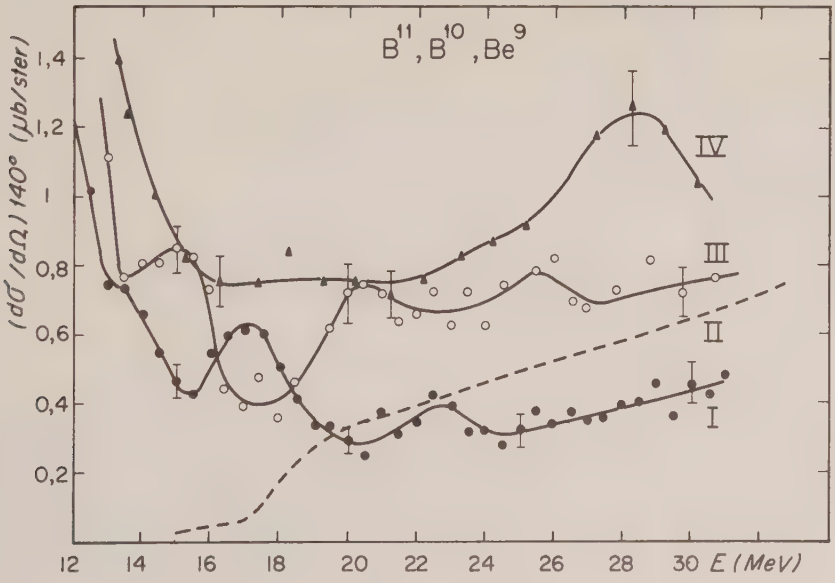

Fig. 5 - Sections efficaces différentielles de diffusion à 140° pour Be^9 (I), B^{10} (III) et B^{11} (IV).

Section efficace prévue par la relation de dispersion pour Be^9 (courbe II).

Dans l'excitation des états dipolaires de ces noyaux, nous avons dans tous les cas cassure de l'un de ces groupes de 4 nucléons et il existe alors un ou deux niveaux dipolaires importants. Pour le B^{11} au contraire, la sous couche $P^{3/2}$ peut être représentée par un groupe de 4 nucléons plus trois nucléons et l'énergie de transition d'un nucléon dépendra de la sous-structure d'origine. La résonance géante se trouve alors "diluée" sur de nombreux niveaux.

Pour l'azote les transitions importantes sont celles dûes aux nucléons de la sous couche $P^{3/2}$ qui est complète et nous n'avons pas le même phénomène.

Enfin nous avons porté dans le tableau II les énergies des configurations correspondant aux transitions à partir de la couche 1s pour tous les noyaux de la couche P.

Tableau II

Energie des configurations correspondant aux transitions de la couche S

	$E(S^{1/2-} p^{3/2})$		$E(S^{1/2-} p^{1/2})$	
	Proton	Neutron	Proton	Neutron
N^{14}			32,7	29,2
C^{12}			31	31
B^{11}	18			30,6
B^{10}	23,3	20,5		
Be^{9}	25,4	25,2		

Pour évaluer l'énergie de liaison des nucléons dans cette couche nous avons utilisé la formule approchée [63].

$$E_{1s}(A) = E_{1s}(He^4) + (A-4)\ \varepsilon_{1s}$$

où E_{1s} est l'énergie de liaison d'un nucléon de la couche S pour le noyau de masse A, $E_{1s}(He^4)$ l'énergie de liaison d'un nucléon pour He^4 et $\varepsilon_{1s} = 2$ MeV [63].

Nous avons supposé qu'une énergie spin-orbite de 6 MeV [36] séparait les sous-couches $p^{3/2}$ et $p^{1/2}$.

Ce tableau montre que les énergies de ces configurations (1s-1p) peuvent être beaucoup plus basses pour les noyaux Be^9, B^{10} et B^{11} que pour le carbone. En particulier pour le B^{11} l'énergie de la configuration $s^{1/2}\ p^{3/2}$ qui se trouve à 17 MeV pourrait expliquer l'absence du minimum observé pour le B^{10}. Le maximum situé vers 28 MeV dans la section efficace du B^{11} semble devoir être attribué aux transitions $(S^{1/2-} P^{1/2})$, ainsi que le maximum observé vers 30 MeV dans la section efficace de l'azote.

De façon générale les valeurs des énergies de configurations montrent qu'au-dessus de 26 MeV les transitions sont probablement du type $(S^{1/2-}P^{1/2})$.

Ces transitions peuvent d'ailleurs être favorisées dans le phénomène de diffusion puisque l'émission de particule laissant le noyau résiduel dans un état très excité est relativement défavorisée [63] car l'énergie de la particule émise est faible.

Niveau de 17 MeV du Be^9

On observe dans la section efficace de diffusion du Be^9 un maximum vers 17 MeV. Nous avons vérifié que ces photons de 17 MeV correspondaient à un phénomène de fluorescence nucléaire sur un niveau du Be^9 et non à une réaction $\gamma n \gamma'$ où l'on aurait émission de neutrons vers un niveau excité du Be^8, en observant cette raie de 17 MeV avec un spectre de freinage dont l'énergie maximum était de 18,5 MeV ce qui éliminait la possibilité d'une réaction $\gamma n \gamma'$ le seuil d'émission de neutrons étant de 1,69 MeV dans le Be^9.

Un niveau à 17,06 MeV a été observé par WILKINSON [32] par réaction $Li^7(d\gamma)$. Ce niveau a été interprété comme un niveau $T = 3/2$ $J^\pi = 3/2^-$ ou $1/2^-$. La valeur du spin isotopique de cet état interdit l'émission de neutrons vers le fondamental et les états $T = 0$ du Be^8, le premier état $T = 1$ se trouvant à 16,6 MeV l'émission de neutrons est interdite. L'émission de deutons est également interdite (l'excitation du niveau du Be^9 par capture de deuton serait due à une impureté de spin isotopique dans le fondamental du Li^7). L'émission de proton est permise mais l'énergie disponible est très faible (0,18 MeV). Dans ces conditions l'émission γ est favorisée.

La section efficace différentielle de diffusion intégrée sur l'énergie a été évaluée à 0,792 MeV.μb par stéradian.

L'existence de ce niveau explique la divergence de notre courbe expérimentale avec la courbe calculée par la relation de dispersion. Ce niveau est en effet très étroit et sa section efficace d'absorption très faible.

CHAPITRE VI

NOYAUX DE LA COUCHE S,D

F^{19}, Na^{23}, Mg^{24}, Si^{28}, S^{32}, K^{39}, Ca^{40}

Les calculs théoriques utilisant l'approximation particule-trou et une interaction réaliste à portée finie sont nombreux pour Ca^{40} [36] [38] [39]. Un seul calcul a été fait pour Mg^{24} par S.G. NILSSON et al [48]. Pour le silicium SEABORN et EISENBERG [64] ont calculé les niveaux en utilisant une interaction δ. Enfin NEUDATCHIN et al [63] situent les transitions et leur importance relative pour Mg^{24} et S^{32}.

La situation théorique n'est pas très simple pour ces noyaux à couches non complètes. Nous avons en effet deux types de configurations possibles, correspondant aux transitions de la couche S,D vers la couche 1F,2P et à celles de la couche 1P vers la couche SD incomplète. Il est souvent difficile de déterminer les énergies de liaison des nucléons dans les couches profondes, et les énergies des états de particules. D'autre part, bien que toujours négligées jusqu'ici, il y a lieu de tenir compte des configurations 2 particules 2 trous comprenant l'excitation d'une particule à l'intérieur de la couche et d'une particule passant d'une couche à la suivante.

Ces configurations qui n'interviennent pas dans le calcul des probabilités de transition, peuvent cependant changer notablement la répartition des niveaux et la distribution des intensités de transition.

En l'absence de calculs théoriques très précis, et d'une description de la résonance géante qui soit satisfaisante, nous avons donc interprété nos résultats de façon très qualitative en indiquant seulement les possibilités d'interprétation théorique qui nous ont semblé les plus réalistes.

I - F^{19}, Na^{23}, Mg

Les sections efficaces de diffusion obtenues sont présentées (fig. 6). La section efficace différentielle de diffusion pour le magnésium présente un maximum vers 19 MeV et un autre vers 29 MeV. Pour le Sodium nous avons une section efficace aplatie très inférieure à celle du Magnésium à 19 MeV mais du même ordre de grandeur vers 27 MeV. Enfin pour le Fluor la section efficace est très faible relativement au Magnésium mais aussi à l'oxygène qui est cependant plus léger.

Pour le magnésium les calculs de NILSSON et al [48] prévoient deux groupes de transitions à 19 et 24 ou 25 MeV correspondant aux deux types d'excitation 1^- pour les noyaux déformés $\Delta K = \pm 1$ et $\Delta K = 0$, ΔK représentant la variation de la projection du moment angulaire sur l'axe intrinsèque

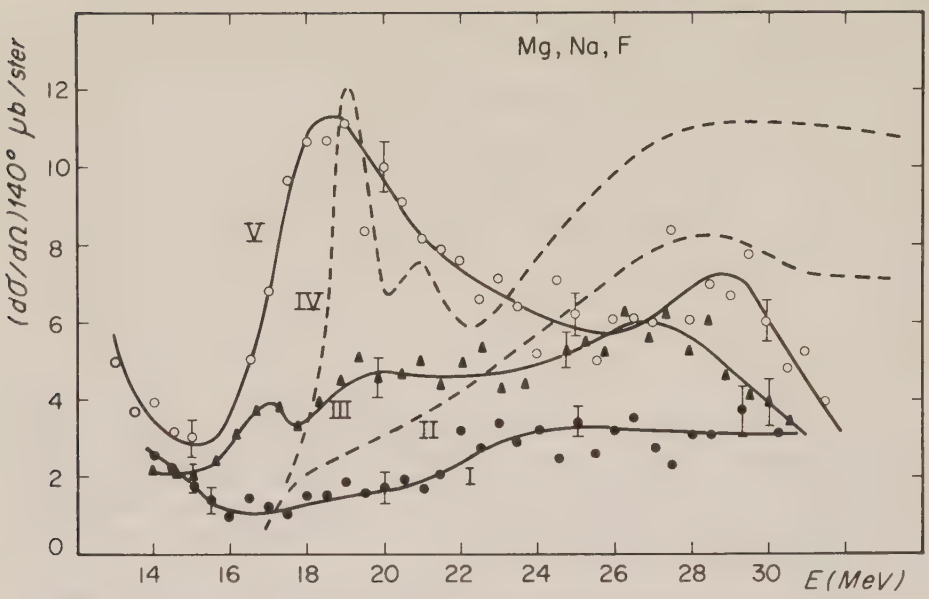

Fig. 6 - Sections efficaces différentielles de diffusion à 140° pour F^{19} (I), Na^{23} (III) et Mg (V).

Section efficace prévue par la relation de dispersion pour Na^{23} (courbe II) et Mg (courbe IV).

du noyau. Ces prévisions sont en désaccord avec les résultats obtenus en absorption et avec nos résultats qui mettent en évidence des transitions importantes au-dessus de 25 MeV. Le fait d'avoir négligé les configurations à deux particules-deux trous peut expliquer ce désaccord.

NEUDATCHIN et SCHEVCHENKO montrent que ce désaccord peut être dû aux effets importants de la force de Majorana dans les noyaux 4n, qui déplacent les transitions 1^- vers les hautes énergies. NILSSON et al [48] n'ont pas tenu compte de cet effet. Calculant les énergies des différentes configurations et tenant compte de cet effet NEUDATCHIN et al prévoient 2 groupes de transitions l'un entre 15 et 20 MeV, l'autre entre 22 et 30 MeV correspondant respectivement à l'excitation des nucléons des couches $D^{5/2}$ et $P^{3/2}$.

Pour le dernier groupe la section efficace d'absorption présente un maximum vers 27-28 MeV. Le maximum observé en diffusion à 28,5 MeV correspondrait alors à ce groupe de transitions des nucléons de la couche P.

Pour ces transitions à partir de couches profondes le phénomène de diffusion peut être relativement favorisé par rapport à l'émission de nucléons qui doit laisser le noyau résiduel dans un état très excité. C'est peut être la raison pour laquelle nous observons un maximum alors que la relation de dispersion prévoit une section efficace pratiquement constante.

L'interprétation de ces transitions par l'excitation de nucléons de la couche P semble être confirmée par les valeurs tout à fait comparables des sections efficaces de diffusion pour le Sodium et le Magnésium, puisqu'il est probable que les transitions à partir de la couche P seront peu perturbées par l'absence d'un nucléon dans la couche D.

Pour les transitions situées vers 19 MeV et dûes, dans cette interprétation, aux nucléons de la couche P, nous avons pour Na^{23} et Mg^{24} une situation analogue à celle du B^{11} et C^{12} où la section efficace est très réduite pour le noyau 4n-1. On remarquera la faible valeur de la section efficace obtenue vers 19 MeV pour le Fluor qui est aussi un noyau 4n-1, et dans lequel il y a seulement 3 nucléons dans la couche $d^{5/2}$. On devrait cependant s'attendre à une section efficace plus importante vers 28-30 MeV, région qui correspondrait à l'excitation des nucléons de la couche P.

Les répartitions angulaires ont été mesurées à E_m = 32 MeV pour Mg et Na^{23} dans différentes bandes d'énergie. Les résultats sont présentés dans le tableau III.

Tableau III

Coefficient a des distributions angulaires $W(\theta) = 1 + a \cos^2\theta$

O^{16}	a(19-25 MeV) = 1±0,1		
Na^{23}	a(15-18 MeV) = 0,1±0,1	a(18,5-23 MeV) = 0,4±0,15	a(25-30 MeV) = 0,85±0,2
Mg^{24}	a(16,5-20 MeV) = 0,3±0,1	a(20-25 MeV) = 0,5±0,1	a(25,5-32 MeV) = 0,5±0,1
Si^{28}	a(15-17,5 MeV) = 0,87±0,1	a(18-23 MeV) = 0,7±0,1	a(25,5-32 MeV) = 0,5±0,1
K^{39}	a(14,5-18,5 MeV) = 0,5±0,1	a(19-24,5 MeV = 1±0,1	a(25-32 MeV) = 1±0,1

Pour le Sodium les distributions angulaires sont de la forme $1 + a \cos^2\theta$, étant $J_o = 3/2$ les trois termes scalaire, vecteur et tenseur peuvent contribuer à la diffusion. Entre 15 et 18 MeV la valeur a = 0,1 ± 0,1 indique qu'il y a une contribution très importante ou de la diffusion inélastique ou des termes tenseur et vecteur, ce qui explique le désaccord entre la section efficace de diffusion scalaire calculée et la courbe expérimentale. Entre 18,5 et 23 MeV, la valeur expérimentale du coefficient a indique que la contribution inélastique ou tenseur est moins importante pour devenir faible au-dessus de 24 MeV. Ceci semble indiquer qu'au-dessus de cette énergie les différents états de spin possibles interfèrent très fortement et nous avons vu au chapitre 1er que dans ce cas la section efficace de diffusion tend à se réduire au terme scalaire.

Pour le magnésium nous avons $J_o = 0$ pour Mg^{24} (78,6 %), $J_o = 5/2$ pour Mg^{25} (10,1 %) et $J_o = 0$ pour Mg^{26} (11,3 %) Nous avons donc 90 % environ des noyaux ayant un spin $J_o = 0$ et la section efficace de diffusion élastique, se réduit alors au terme scalaire avec une répartition angulaire en $1 + a \cos^2\theta$ avec a = 1.

Les valeurs expérimentales de a dans les bandes d'énergie 16,5-20 MeV et 20-25 MeV montrent qu'il n'y a pas seulement diffusion élastique de type dipolaire. Les autres phénomènes possibles sont la diffusion inélastique vers les niveaux 2^+ à laquelle correspond une distribution angulaire de la forme $1 + \frac{1}{13}\cos^2\theta$ et la diffusion élastique par des niveaux 2^+ avec une répartition angulaire en $1 - 3\cos^2\theta + 4\cos^4\theta$. On peut aussi avoir interférence entre la diffusion élastique dipolaire électrique et quadrupolaire électrique. On peut montrer que ce terme d'interférence ajoute un terme en $\pm \cos^3\theta$ [68]. Nous n'avons mesuré les répartitions angulaires qu'entre 90° et 140° et la variation de $\cos^3\theta$ n'est pas assez différente de celle de $\cos^2\theta$ dans cet intervalle pour pouvoir mettre en évidence un effet d'interférence.

Dans les bandes d'énergies 16,5-20 MeV et 20-25 MeV les répartitions angulaires sont de la forme $1 + a\cos^2\theta$ et les valeurs des coefficients a indiquent qu'il y a diffusion inélastique à partir de niveaux 1^- vers les niveaux 2^+, le rapport de la contribution inélastique à la contribution élastique étant de 3,2 pour la première bande et 1,2 pour la seconde bande d'énergie.

Entre 25 et 30 MeV, la forme de la répartition angulaire peut s'interpréter par une contribution quadrupolaire sans interférence de l'ordre de 20 %, ou par un terme d'interférence ayant une contribution négative.

Le désaccord entre la courbe expérimentale et la courbe calculée par la relation de dispersion peut s'expliquer par les répartitions angulaires différentes dans les 3 bandes d'énergie. En effet, la courbe calculée ne représente que la section efficace de diffusion élastique avec l'hypothèse qu'il y a seulement des niveaux dipolaires, alors que la courbe expérimentale peut comprendre la diffusion inélastique, la diffusion élastique dipolaire, quadrupolaire et un terme d'interférence dipole-quadrupole.

II - Si^{28} S^{32}

Les sections efficaces différentielles de diffusion (figures 7 et 8) présentent pour chacun de ces noyaux deux maxima, l'un vers 19-20 MeV et l'autre vers 29 et 27 MeV. Comme pour le magnésium, nous avons deux types de transitions 1^- possibles correspondant à l'excitation de nucléons de la couche S,D et de la couche P.

Pour le Si^{28} nous disposons des calculs récents de SEABORN et EISENBERG [64]. Calculant les niveaux 1^- en utilisant une interaction δ et en se limitant aux configurations une particule-un trou, ils trouvent 3 niveaux entre 19 et 22 MeV et un niveau à 25,8 MeV. Le maximum observé vers 21 MeV correspondrait à ces 3 niveaux, mais le maximum situé à 29 MeV ne reçoit pas d'interprétation.

La comparaison des sections efficaces déterminées à E_γ = 25 et 32 MeV montre qu'il n'y a pas de diffusion inélastique notable entre 25 et 30 MeV et pouvant donner des photons entre 18 et 22 MeV.

Les mesures de répartitions angulaires (tableau III) montrent cependant qu'il y a diffusion inélastique vers des niveaux de basse énergie. Mais les valeurs expérimentales de a dans les 2 premières bandes d'énergie montrent que la diffusion inélastique est relativement moins importante que pour le magnésium. Au-dessus de 25,5 MeV une contribution quadrupolaire de 20 % à la diffusion rend compte de nos résultats.

D'autre part, dans la région de 20 MeV les valeurs expérimentales de a indiquent que la probabilité de désexcitation des états de la résonance géante vers le premier niveau 2^+ est beaucoup plus faible dans le phénomène de diffusion que celle observée dans les réactions Al^{27} $(p\gamma)Si^{28}$. Dans le phénomène de diffusion les valeurs de a correspondent à des probabilités de désexcitation vers le fondamental et vers le niveau 2^+ de 86 % et 14 % pour la première bande et de 68 % et 32 % pour la seconde bande. Les mêmes rapports d'embranchements dans la réaction Al^{27} $(p\gamma)Si^{28}$ sont respectivement de l'ordre de 41 % et 59 %, 33 et 67 % [18] [17] [16]. Mais dans cette dernière réaction, on peut exciter d'autres types de niveaux que ceux excités par absorption photonucléaire. La valeur du coefficient a indique qu'il y a soit diffusion iné-

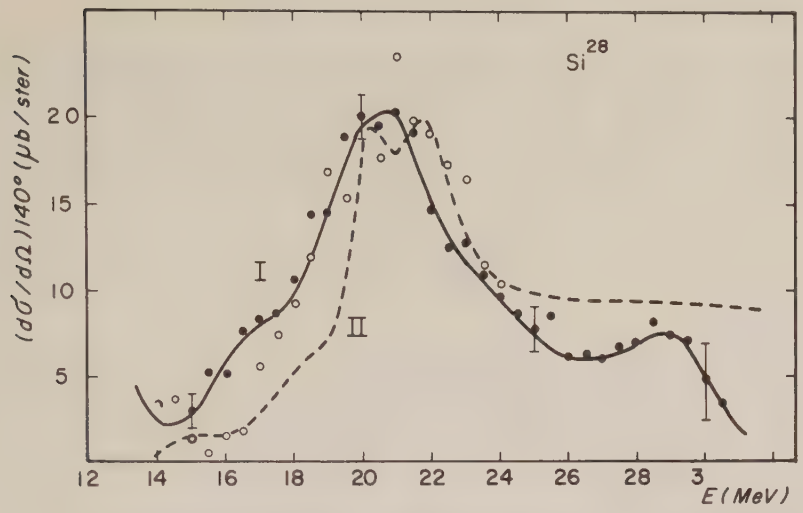

Fig. 7 - Si^{28} Section efficace différentielle de diffusion à 140° (courbe I), (O: E_n = 25 MeV) ; o : E_n = 32 MeV).

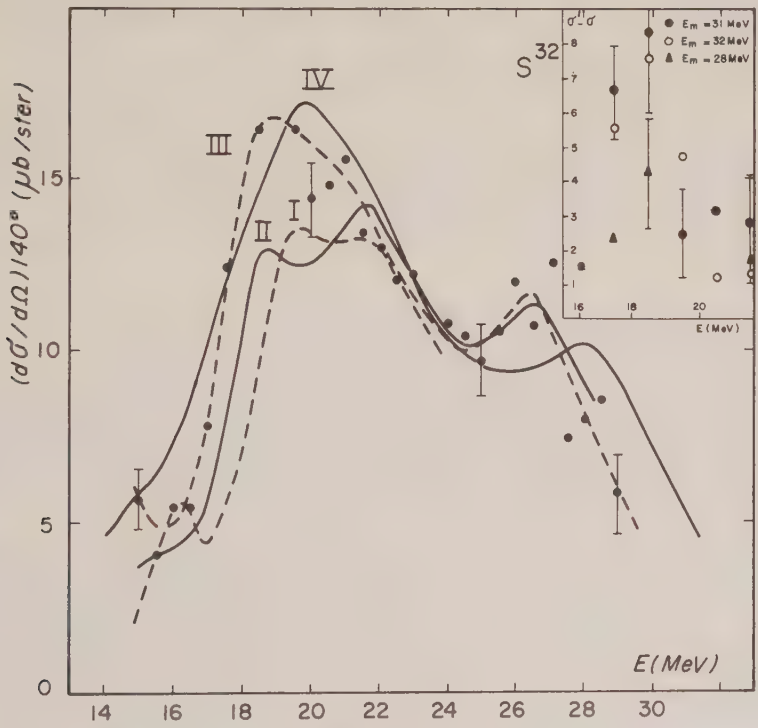

Fig. 8 - S^{32} Section efficace différentielle de diffusion à 140° déterminée à E_n = 25 MeV (courbe I), E_n = 28 MeV (courbe II), E_n = 32 MeV (courbe III), E_n = 34 MeV (courbe IV).

$\sigma'-\sigma$: contribution de la diffusion inélastique entre 16 et 22 MeV.

lastique soit interférence dipole-quadrupole, ce terme ayant alors un signe positif. Pour le Soufre nous n'avons pas de calculs théoriques des niveaux 1^-. V.G. NEUDATCHIN [63] prévoit cependant les transitions $(1p^{1/2}\text{-}1d^{5/2})$ vers 26-27 MeV, et les transitions $(1p^{3/2^-}\ 1d^{3/2})$ à 32-33 MeV avec une section efficace d'absorption quatre fois plus faible que pour les précédentes, soit un rapport 16 environ dans le phénomène de diffusion.

Nous observons effectivement un maximum dans la section efficace de diffusion à 26-27 MeV, mais dans la courbe obtenue à E_m = 34 MeV, nous n'avons pas mis en évidence de variation particulière de la section efficace vers 32-33 MeV.

La comparaison des courbes obtenues à 25, 28, 32 et 34 MeV montre l'existence d'une diffusion inélastique. Nous avons porté la quantité $\sigma'\text{-}\sigma$ (Fig. 8) en faisant l'hypothèse qu'à E_m = 25 MeV il n'y a pas de diffusion inélastique. Les 3 courbes montrent que l'énergie des photons provenant de la diffusion inélastique ne varie pas sensiblement lorsqu'on change l'énergie maximum du spectre de freinage.

L'importance relative de la diffusion inélastique pour E_m = 28, 32 et 34 MeV indique que cette diffusion inélastique provient d'un niveau situé vers 27 MeV avec émission de photons de 18 MeV. On aurait donc une diffusion inélastique vers un niveau de 9 MeV ce qui justifie à posteriori l'hypothèse que nous avons faite pour la courbe obtenue à E_m = 25 MeV et concernant la diffusion inélastique.

La détermination de l'énergie 27 MeV a été faite en comparant les quantités $\sigma\text{-}\sigma'$ à 28, 32 et 34 MeV, et en cherchant l'énergie convenable pour la position du niveau de façon à ce que la section efficace d'excitation soit constante. La section efficace de diffusion inélastique a été évaluée à 38 ± 15 MeV.μb/St à 140° avec l'ensemble de ces hypothèses.

III - K^{39} Ca^{40}

Les résultats expérimentaux obtenus pour le calcium et le potassium sont présentés figure 9.

Pour Ca^{40} l'accord entre la forme de la courbe expérimentale et celle de la courbe calculée par la relation de dispersion est tout à fait satisfaisant ce qui indique que la diffusion inélastique ou à caractère quadrupolaire est faible. Cette section efficace a été mesurée à nouveau [53] pour comparaison avec le potassium.

La figure 9 montre que la section efficace de diffusion est nettement plus faible pour K^{39} que pour Ca^{40}. Nous avons là également un noyau 4n-1. Pourtant la réduction de la section efficace est moins importante que pour les noyaux de B^{11} et Na^{23}. Mais dans le potassium une seule sous-couche n'est pas remplie alors que les 3 couches externes $1D^{5/2}$ $2S^{1/2}$ et $D^{3/2}$ contribuent aux transitions.

Dans la section efficace de diffusion obtenue pour K^{39}, le niveau ou groupe de niveaux observé à 15 MeV est dû probablement à l'excitation du trou $D^{3/2}$ puisque ces transitions ne sont pas observées pour le Ca^{40}. On a une situation analogue à celle du C^{12} et C^{13}, où l'on observe un niveau vers 14 MeV [65] correspondant à l'excitation de la particule célibataire.

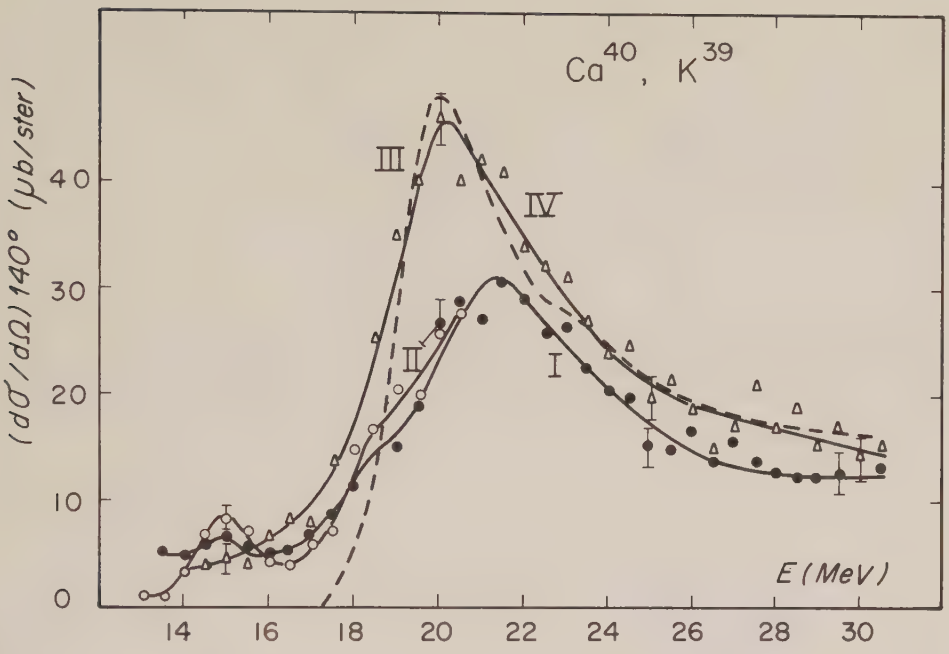

Fig. 9 - Sections efficaces différentielles de diffusion pour K^{39} déterminées à E_m = 22 MeV (courbe II) et E_m = 32 MeV (courbe I).

Section efficace différentielle de diffusion pour Ca^{40} déterminée à E_m = 32 MeV (courbe III) et prévue par la relation de dispersion (courbe IV).

Entre 18 et 19 MeV, les sections efficaces de diffusion obtenues à E_m = 23 et 32 MeV présentent un épaulement qui indique une structure de la résonance géante. On peut avoir en effet un dédoublement de la résonance géante en deux niveaux de spin isotopique T = 1/2 et T = 3/2 comme pour le C^{13} [65]. Mais dans le phénomène de diffusion lorsqu'il y a deux niveaux rapprochés l'interférence des amplitudes de diffusion correspondantes et de l'amplitude de diffusion Thomson défavorise le niveau le plus bas.

Répartition angulaire

La répartition angulaire de la raie de 15 MeV pour le potassium a été déterminée à E_m = 22 MeV. La valeur expérimentale a = 0,5 ± 0,1 semble indiquer qu'il existe plusieurs niveaux interférant entre eux, la valeur maximum de a pour un niveau isolé étant a = 0,226. Dans la zone de la résonance géante, entre 19 et 24,5 MeV et entre 25 et 32 MeV la valeur expérimentale a = 1 ± 0,1 montre que la diffusion inélastique est faible d'une part et que d'autre part la densité de niveaux est suffisamment importante pour que les niveaux de spin différent interfèrent fortement. Dans ce cas, la section efficace de diffusion se réduit au terme scalaire ce qui conduit à une valeur de a égale à l'unité.

CHAPITRE VII

NOYAUX MOYENS ET LOURDS

Nous avons étudié deux groupes de noyaux dans des régions de déformation : Mn^{55}, Fe^{56}, Co^{59} et Ho, Er, Tb, Ta. Nous avons aussi étudié un noyau quasi-sphérique, l'or, pour comparaison. Les résultats sont interprétés dans le cadre du modèle de DANOS et OKAMOTO.

I - SECTIONS EFFICACES

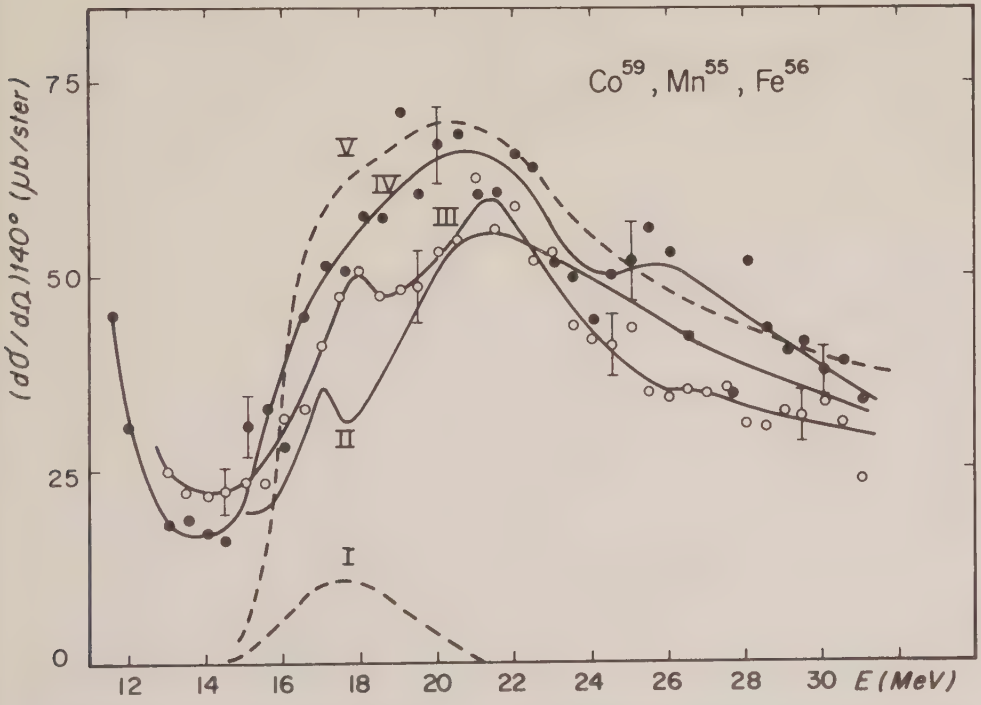

Fig. 10 - Sections efficaces différentielles de diffusion à 140° pour M_n^{55} (courbe II) Fe^{56} (courbe III), Co^{59} (courbe IV).

Section efficace de diffusion tenseur (courbe I) et section efficace de diffusion scalaire + tenseur (courbe V) calculées avec les paramètres de FULTZ et al [16] pour Co^{59}.

Mn^{55} Fe^{56} Co^{59}

La figure 10 montre les résultats expérimentaux obtenus pour ces trois noyaux. La comparaison des courbes de sections efficaces obtenues montre que le remplissage des couches extérieures n'a plus d'influence importante sur la valeur absolue ou la forme générale de la courbe de la section efficace. Nous avons cependant une descente un peu plus rapide de la section efficace pour le Fe^{56} comparativement aux autres noyaux.

Nous avons tracé la section efficace de diffusion que nous avons calculée en utilisant le modèle collectif et les paramètres des résonances déterminées par FULTZ et al [16] pour Co^{59}. L'accord quant à la forme est très satisfaisant pour Co^{59} et Fe^{56} si l'on suppose qu'il y a diffusion tenseur incluant la diffusion inélastique vers les niveaux de basse énergie.

Pour Mn^{55} l'accord est moins bon vers 18 MeV. Cette différence pour des noyaux aussi voisins peut être un vestige de l'effet de symétrie qui réduisait la section efficace pour les noyaux 4n-1 par rapport aux noyaux 4n, bien qu'ici le remplissage en protons et neutrons soit différent.

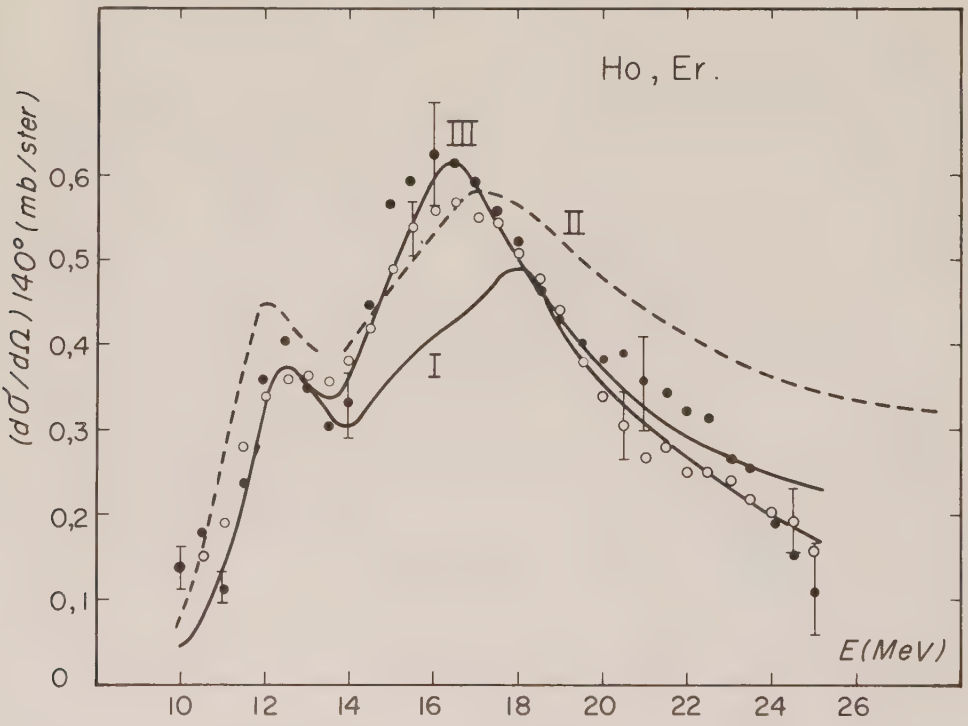

Fig. 11 - Courbe I : Section efficace différentielle de diffusion calculée par AREN-HÖVEL et GREINER [67] (3 résonances) et multipliée par 1,54.

Sections efficaces calculées avec les paramètres de FULLER et HAYWARD [45] (3 résonances) (courbe II).

Section efficace calculée avec les paramètres de FULTZ et al. [7] (2 résonances), et multipliée par 1,28 (courbe III).

● o points expérimentaux pour Er et Ho à E_n = 27 MeV.

Ho, Er

La figure 11 montre les résultats obtenus avec une énergie maximum du spectre de freinage de 27 MeV. Les cibles utilisées étaient des oxydes, mais nous avons pu vérifier que la contribution de l'oxygène est expérimentalement négligeable.

Les courbes des sections efficaces différentielles de diffusion mettent en évidence la similitude des résultats obtenus pour Ho^{165} et Er dont les spins des états fondamentaux sont respectivement $J_o = 7/2$ et $J_o = 0$ pour 77 % des noyaux d'Erbium. Cette similitude confirme l'existence de la diffusion inélastique vers les niveaux de basse énergie et donc la valeur de $f(I_o) = 1$ utilisée dans la formule (2.5). En effet s'il n'y avait pas de diffusion inélastique, la formule (2.6) montre que la section efficace de diffusion tenseur serait pratiquement nulle pour l'Erbium ($I_o = 0$ à 77 %) et réduite de 53 % pour l'Holmium ($I_o = 7/2$).

A.K. KERMAN et al [43] ont calculé la section efficace de diffusion inélastique pour Er^{166} en incluant les vibrations du noyau dans l'état fondamental. La section efficace de diffusion inélastique qu'ils obtiennent est pourtant inférieure à celle calculée avec $f(I_o) = 1$ pour l'Erbium.

Plus récemment, H. ARENHOVEL et W. GREINER [67] ont calculé les différentes sections efficaces de diffusion vers l'état fondamental, vers l'état 2^+ de la même bande que le fondamental et vers l'état 2^+ de la bande de vibration, cette dernière étant relativement petite par rapport aux deux premiers termes. Ces calculs contenant le couplage entre les oscillations dipolaires et les vibrations β et γ, correspondent à une description de la résonance géante en 3 résonances principales.

Nous avons reporté cette courbe figure 11.

L'accord obtenu est très satisfaisant dans la région de 12 MeV et au-dessus de 18 MeV. Il existe une légère différence entre 15 et 17 MeV.

Nous avons également tracé la courbe calculée d'après les paramètres de FULTZ et al [71] correspondant à une décomposition en deux résonances. Le rapport entre les hauteurs des deux maxima n'est pas exactement identique pour notre courbe et celle de P.A. TIPLER et al [73]. Mais la précision expérimentale ne permet pas de dire de façon certaine si l'on a 2 ou 3 résonances. Il semble cependant de plus en plus évident qu'on doive tenir compte des vibrations du noyau dans l'état fondamental, ce qui implique que la seconde résonance est beaucoup plus large ou même se dédouble. Il serait à ce propos souhaitable [67] de pouvoir mettre en évidence la diffusion inélastique vers les états de vibration γ, puisque ce sont ces vibrations qui sont responsables du dédoublement de la seconde résonance.

L'accord entre les courbes expérimentales et les prévisions théoriques au-dessus de 18 MeV est cependant partiellement remis en cause par les distributions angulaires puisqu'au dessus de 18 MeV les modèles prévoient une répartition angulaire en $1 + \cos^2\theta$ alors que les résultats expérimentaux mettent en évidence une répartition plus isotrope, ce qui indique qu'il y a soit diffusion inélastique, soit diffusion de type quadrupolaire. Nous discuterons ce point avec les répartitions angulaires.

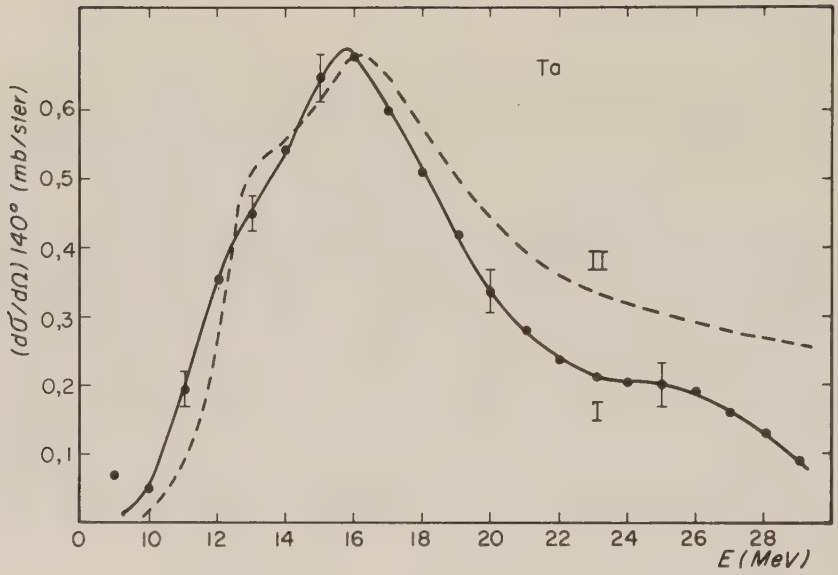

Fig. 12 - Ta I - Section efficace différentielle de diffusion à 140° (E_{α} = 32 MeV).

II - Section efficace calculée avec les paramètres de MILLER et al [74] et multipliée par 1,48.

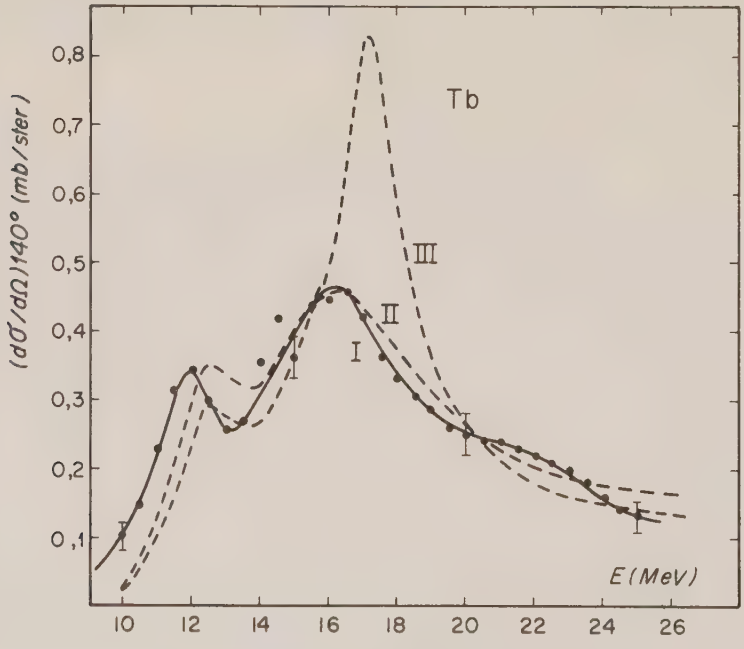

Fig. 13 - Tb I - Section efficace différentielle de diffusion à 140° (E_{α} = 27 MeV).

II - Section efficace calculée avec les paramètres de R.L. BRAMBLETT et al [59] et multipliée par 1,23.

III - Section efficace calculée avec les paramètres de BOGDANKEVITCH et al [72] et multipliée par 0,78.

Ta (figure 12)

Jusqu'à 18 MeV la forme de la courbe de la section efficace expérimentale est en bon accord avec la courbe calculée en utilisant un modèle ellipsoïdal et les paramètres déduits des courbes de MILLER et al [74]. Au-dessus de 18 MeV, les valeurs expérimentales sont plus faibles que la valeur calculée ce qui indique que la description du modèle collectif n'est plus très bonne dès qu'on s'éloigne de la résonance géante.

Tb (figure 13)

Pour ce noyau nous avons utilisé les paramètres de BOGDANKEVITCH et al [72]. Ces auteurs décomposent leur courbe de section efficace γn en 3 résonances. Cependant leurs paramètres ne semblent pas très réalistes, en particulier la largeur sans doute trop faible de la troisième résonance. Nos résultats expérimentaux s'accordent mieux avec un modèle ellipsoïdal à deux résonances lorsqu'on utilise les paramètres de R.L. BRAMBLETT et al [59]. Une autre décomposition de la courbe d'absorption pourrait probablement donner un meilleur accord avec nos résultats expérimentaux.

Au (figure 14)

Nous avons calculé la section efficace de diffusion en utilisant les paramètres de FULTZ et al [70].

L'accord est très satisfaisant à un décalage en énergie prés, pour ce noyau quasi-sphérique, mettant en évidence l'influence de la déformation du noyau sur la forme de la résonance géante.

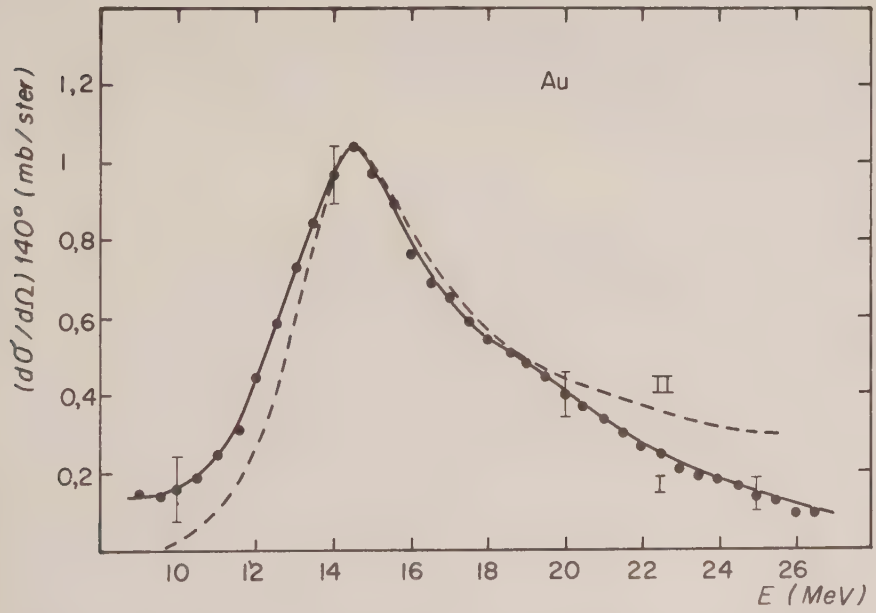

Fig. 14 - Au I - Section efficace différentielle de diffusion à 140° (E_n = 32 MeV).

II - Section efficace calculée avec les paramètres de FULTZ et al. [70] et multipliée par 1,2. La courbe expérimentale a été décalée de 2 MeV vers les basses énergies.

III - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Dans le modèle collectif de DANOS et OKAMOTO, la distribution angulaire des photons diffusés est de la forme $1 + a(E) \cos^2\theta$, le coefficient $a(E)$ dépendant du rapport de la section efficace de diffusion scalaire et tenseur par la formule (2.7).

S'il y a excitation de niveaux quadrupolaires la section efficace de diffusion élastique est de la forme $1 - 3\cos^2\theta + 4\cos^4\theta$ s'il n'y a pas interférence entre les amplitudes de diffusion dipolaire et quadrupolaire électrique.

Dans le cas où l'on a interférence on peut alors établir la relation de dispersion suivante [68] donnant la section efficace différentielle de diffusion pour un noyau de spin $J_o = 0$.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \{|I_1|^2 + |R_1+D|^2\} \frac{1+\cos^2\theta}{2} + \{I_1 I_2 + (R_1+D)R_2\} 2\cos^3\theta + \{|I_2|^2 + |R_2|^2\} \frac{(1-3\cos^2\theta+4\cos^4\theta)}{2} \qquad (7.1)$$

où I_1, I_2, R_1, R_2 sont les amplitudes imaginaires et réelles pour la diffusion dipolaire et quadrupolaire. D est l'amplitude de diffusion Thomson.

La contribution du terme en $\cos^3\theta$ n'est pas facile à mettre en évidence puisque nous n'avons pas pu faire de mesures aux angles inférieurs à 90° pour mettre en évidence l'asymétrie par rapport à 90° d'une part, d'autre part entre 90° et 140° la variation de $\cos^3\theta$ n'est pas très différente de celle de $\cos^2\theta$, et la précision de nos résultats ne nous permet pas de distinguer entre un terme d'interférence qui a une répartition angulaire en $-\cos^3\theta$ et une contribution de la diffusion inélastique de répartition angulaire presque isotrope. Nous verrons cependant que l'existence d'un tel terme permet de rendre compte d'un certain nombre de faits expérimentaux.

L'ensemble des résultats expérimentaux et prévisions théoriques est présenté dans le tableau 4.

Tableau IV

Paramètre a(E) de la distribution angulaire $W(\theta) = 1+a(E)\cos^2\theta$
Valeurs expérimentales et prévisions théoriques

Fe^{*56}	$a(15\text{-}20\ MeV)=0,55\pm0,1$; $a_{th}=0,75$; $a(20\text{-}25\ MeV)=0,68\pm0,1$; $a_{th}=0,94$; $a(25\text{-}30\ MeV)=0,9\pm0,1$; $a_{th}=1$									
	11,5 - 14 MeV			14 - 17,5 MeV			17,5 - 20 MeV		20 - 30 MeV	
	Exp.	2 Res.	3 Res.	Exp.	2 Res.	3 Res.	Contribution % quadrupolaire	2 Res.	Exp.	2 Res.
Tb	$0,5^{+0,15}_{-0,1}$	0,41	0,39	$0,54^{+0,15}_{-0,1}$	0,70	0,5	25	0,97		
Ho	$0,27^{+0,15}_{-0,1}$	0,44	0,41	$0,43^{+0,15}_{-0,1}$	0,71	0,51	25	0,95	0,4±0,1	1
Erb	$0,27^{+0,15}_{-0,1}$	0,44	0,41	$0,8^{+0,15}_{-0,1}$	0,71	0,51	25	0,95		
Ta	$0,6^{+0,15}_{-0,1}$	0,58		$0,68^{+0,15}_{-0,1}$	0,81		20	0,96		
Au	a_{exp}(11-20 MeV) = 0,9±0,1 $a_{th} \approx 1$								0,7±0,1	1

* Fe^{56} Les valeurs théoriques ont été calculées avec les paramètres correspondant au Co^{59}(2Res), [66].

Dans la première bande d'énergie nos résultats sont compatibles avec les prévisions du modèle à 2 ou 3 résonances. Dans la seconde bande d'énergie les valeurs expérimentales sont plus faibles que ne le prévoit le modèle, mais se rapprochent plus des valeurs prévues par le modèle triaxial sauf pour l'Erbium et le Tantale. Pour ces deux derniers noyaux les valeurs de a(E) se rapprochent plus du modèle à 2 résonances.

Entre 17,5 et 20 MeV, les valeurs de a(E) prévues sont toutes proches de 1, cependant que les courbes expérimentales ne présentent plus une dépendance angulaire à caractère purement dipolaire. La forme des courbes n'est pas compatible avec l'existence d'un terme d'interférence mais avec une contribution quadrupolaire sans interférence de 20 à 25 %.

Enfin entre 20 et 30 MeV les distributions angulaires mesurées pour l'Holmium et l'or présentent de nouveau un caractère dipolaire. Cependant les valeurs de a(E) ne sont pas en accord avec un phénomène de diffusion élastique pur à partir de niveaux dipolaires.

Les valeurs expérimentales peuvent s'expliquer soit par une diffusion inélastique, soit un terme d'interférence dipole-quadrupole. Ce terme aurait le signe plus, ce qui signifierait alors que la résonance quadrupolaire serait située vers 20 MeV ou en-dessous d'après la formule (7.1). En effet, le signe de ce terme d'interférence ne peut être négatif que dans la région d'énergie se trouvant entre la résonance dipolaire et la résonance quadrupolaire.

Dans les courbes de sections efficaces si l'on ajuste les valeurs théoriques et expérimentales à 16 MeV, on remarque les faibles valeurs des sections efficaces expérimentales relativement à celles prévues par le modèle au-dessus de 20 MeV. La réduction de la section efficace peut être dûe à ce terme d'interférence qui devrait avoir alors un signe positif. On arrive donc à la même conclusion que précédemment pour les mesures de répartitions angulaires.

CONCLUSION

Par une étude comparée des sections efficaces de diffusion pour des noyaux dont l'état fondamental peut être décrit par un modèle en couches et pour des noyaux voisins, nous avons montré l'influence importante des corrélations entre nucléons sur la position et la répartition des niveaux dipolaires de la résonance géante.

Dans plusieurs noyaux légers nous avons trouvé des niveaux ou groupes de niveaux situés au-dessus de la résonance géante. Ces niveaux ne sont actuellement pas décrits par le modèle particule-trou. Au-dessus de la résonance géante nous avons également constaté l'existence d'une faible diffusion inélastique vers des niveaux de 9 et 10 MeV pour les noyaux S^{32} et O^{16}.

L'étude des répartitions angulaires a montré qu'il y avait une assez forte diffusion inélastique vers des niveaux de basses énergies pour Mg^{24} et Si^{28}. Cette même étude montre que les niveaux de spin différent formés par absorption dipolaire électrique dans K^{39} interfèrent fortement, ce qui justifie l'utilisation du modèle collectif pour les noyaux plus lourds.

Pour ces derniers, nos résultats s'interprètent de façon assez satisfaisante dans le cadre du modèle collectif de DANOS et OKAMOTO et confirment le caractère tensoriel de la polarisabilité nucléaire dans les noyaux déformés. La contribution de la diffusion inélastique vers les états de basse énergie est en général plus importante que ne le prévoit le modèle. Ces mêmes répartitions angulaires montrent également l'existence probable d'une excitation à caractère quadrupolaire au-dessus de la résonance géante.

L'interprétation des résultats obtenus dans les noyaux légers a été limitée par la description théorique peu détaillée des niveaux de la résonance géante et l'absence de toute prévision théorique pour les niveaux situés au-dessus de celle-ci. Les progrès réalisés du point de vue théorique concernant notamment l'utilisation de fonctions d'ondes d'un puits fini [11] [12] et l'introduction de configurations à deux particules-deux trous devraient permettre de donner une meilleure description des états du noyau dans cette région, non seulement pour l'énergie de ces niveaux mais aussi pour leurs différentes largeurs partielles.

Pour les noyaux plus lourds de nombreux calculs sont en cours incluant le couplage des mouvements de vibration et de rotation avec les oscillations dipolaires du modèle hydrodynamique. Les premiers résultats semblent très encourageants pour la description de la résonance géante dans tous les noyaux moyens [4].

Du point de vue expérimental l'utilisation de photons monochromatiques permettrait de préciser tous les résultats obtenus sur les noyaux légers, en particulier pour la diffusion inélastique. Pour les noyaux lourds où l'étude de la diffusion inélastique pourrait donner une base expérimentale à de récents travaux théoriques [67] il serait à la fois nécessaire de disposer de photons monochromatiques avec une faible largeur spectrale et d'un détecteur γ ayant un très bon pouvoir de résolution. L'utilisation simultanée de ces deux techniques est difficile à l'heure actuelle. En effet, l'intensité des faisceaux de photons monochromatiques est encore limitée et l'efficacité des semi-conducteurs pour la détection de photons d'assez haute énergie est encore faible. La construction d'accélérateurs linéaires pouvant délivrer de hautes intensités de même que les progrès techniques dans le domaine des détecteurs [14] [15] permettent pourtant d'espérer pour les réactions photonucléaires, l'utilisation dans un proche avenir de techniques expérimentales dont la précision sera comparable à celle obtenue actuellement dans les autres réactions nucléaires.

RÉFÉRENCES

[1] G.E. BROWN et M. BOLSTERLI - Phys. Rev. Letters. *3* (1959) 472.

[2] V. GILLET - Thèse C.E.A. 1962.

[3] G.E. BROWN et al - Nucl. Phys. *22* (1961) 1.

[4] W. GREINER - Communication privée.

[5] S.F. SEMENKO - Phys. Letters *13* (1964) 157.

[6] E. HAYWARD et E.G. FULLER - Congr. Int. Phys. Nucléaire. Dunod Paris 1 958-646.

[7] K.N. GELLER et al. - Phys. Rev. *120* (1960) 2 147.

[8] J. MILLER et al. - C.R. Ac. Sci *249* (1959) 2 543.

[9] C.P. JUPITER - Phys. Rev. *121* (1961) 866.

[10] M. LANGEVIN et J.M. LOISEAUX - J. de Phys. *24* (1963) 1 027.

[11] V. GILLET et C. BLOCH - Phys. Letters *18* (1965) 58.

[12] C. BLOCH et V. GILLET - Phys. Letters *16* (1965) 62.

[13] M. DANOS et W. GREINER - Phys. Rev. *138* (1965) B 93.

[14] A.J. CAVENDALE et G.T. EWAN - Nucl. Inst. *25* (1963) 185.

[15] R.A. BROWN et G.T. EWAN - Nucl. Phys. *68* (1965) 325.

[16] H.E. GOVE et al - Nucl. Phys. *26* (1961) 480.

[17] M. KIMURA et al - Nucl. Phys. *23* (1961) 338.

[18] N.W. TANNER et al - Nucl. Phys. *52* (1964) 25.

[19] G. PLATZECK - Marx. Hand. der Radiologie Part (2) (1934) 305.

[20] U. FANO - Technical Note N.B.S 83 1960.

[21] E.G. FULLER et E. HAYWARD - Nuclear Reactions V.2. 114 North Holland.

[22] M. GOLDHABER et E. TELLER - Phys. Rev. *74* (1948) 1 046.

[23] M. DANOS - Nucl. Phys. *5* (1958) 43.

[24] K. OKAMOTO - Phys. Rev. *110* (1958) 143.

[25] E.G. FULLER et E. HAYWARD - Phys. Rev. Letters *1* (1958) 465.

[26] E.G. FULLER et E. HAYWARD - Phys. Rev. *112* (1958) 560.

[27] M. LANGEVIN, J.M. LOISEAUX et J.M. MAISON - Nucl. Phys. *54* (1964) 114.

[28] A.S. DAVIDOV et G.F. PHILLIPOV - J.E.T.P. (USSR) *35* (1958) 440.

[29] P.A. TIPLER et al. - Phys. Rev. *129* (1963) 2 096.

[30] M. DANOS et W. GREINER - Phys. Letters *8* (1964) 1 134.

[31] M. DANOS et W. GREINER - Phys. Rev. *134* (1964) B 284.

[32] D.H. WILKINSON - Physica *22* (1956) 1 039.

[33] J.P. ELLIOTT et B.H. FLOWERS - Proc. Roy. Soc. A 242 (1959) 57.

[34] S. FALLIEROS et R.A. FERREL - Phys. Rev. *116* (1956) 660.

[35] N. VINH-MAU et G.E. BROWN - Nucl. Phys. *29* (1962) 89.

[36] V. GILLET et N. VINH-MAU - Nucl. Phys. *54* (1964) 321.

[37] N. VINH-MAU - Thèse Paris 1963.

[38] V. GILLET et N. VINH-MAU - Phys. Letters 1 (1962) 25.

[39] V.V. BALASHOV et al - Nucl. Phys. *27* (1961) 323.

[40] G.R. MORPURGO - Phys. Rev. *110* (1958) 721.

[41] A. HERZENBERG et R.P. PYTHIAN - Nucl. Phys. *59* (1965) 529.

[42] M. DANOS - Lectures (University of Maryland Report 221).

[43] A.K. KERMAN et H.K. QUANG - Phys. Rev. *135* (1964) B 883.

[44] S.F. SEMENKO - Phys. Letters *13* (1964) 157.

[45] E.G. FULLER et E. HAYWARD - Nucl. Phys. 30 (1962) 613.

[46] B.R. EASLEE - Phys. Letters *1* (1962) 163.

[47] D.F. MEASDAY et al - Nucl. Phys. *61* (1965) 269.

[48] S.G. NILSSON et al - Nucl. Phys. *33* (1962) 239.

[49] E.G. FULLER et HAYWARD - Phys. Rev. Letters *1* (1958) 465.

[50] J. MILLER et al. - J. Phys. et Rad *21* (1960) 296.

[51] HATKER et al. - Nucl. Inst. *14* (1961) 337.

[52] J.S. O'CONNELL et al. - Phys. Rev. *126* (1962) 228.

[53] A. BUSSIERE de NERCY - Thèse Paris 1962.

[54] A.S. PENFOLD et E.L. GARWIN - Phys. Rev. *119* (1959) 120.

[55] J.M. WICKOFF et al. - Phys. Rev. *137* (1965) B 576.

[56] C. SCHUHL - J. Phys. et Rad. *17* (1956) 97a.

[57] E.G. FULLER et E. HAYWARD - Compte Rendus Congrès Int. de Phys. Nucl. (1958) 646, Dunod Paris.

[58] E.L. GARWIN - Phys. Rev. *114* (1959) 143.

[59] R.L. BRAMBLETT et al. - Phys. Rev. *133* (1964) B 869.

[60] B.M. SPICER et J.M. EISENBERG - Nucl. Phys. 63 (1965) 520.

[61] M. LANGEVIN, J.M. LOISEAUX et J.M. MAISON - Congrès Int. Paris 1964.

[62] J.M. LOISEAUX, M. LANGEVIN et J.M. MAISON - Congrès Int. Paris 1964.

[63] V.G. NEUDATCHIN et V.G. SCHEVCHENKO - Phys. Letters *12* (1964) 18.

[64] J.B. SEABORN et J.M. EISENBERG - Nucl. Phys. *63* (1965) 496.

[65] E. HAYWARD - Rev. of Mod. Phys. *35* (1963) 324.

[66] S.C. FULTZ et al. - Phys. Rev. *128* (1962) 2 345.

[67] H. ARENHÖVEL et W. GREINER - Phys. Letters *18* (1965) 136.

[68] N. de BOTTON et al. - Communication privée.

[69] J. LE TOURNEUX - Phys. Letters, *13* (1964) 322.

[70] S.C. FULTZ et al. - Phys. Rev. *127* (1962) 1 273.

[71] R.L. BRAMBLETT et al. - Phys. Rev. *129* (1963) 2 723.

[72] O.V. BOGDANKEVITCH et al. - J.E.T.P. (USSR) *42* (1962) 1 502.

[73] P. TIPLER et al. - Phys. Rev. *129* (1963) 2 096.

[74] J. MILLER et al. - Nucl. Phys. *32* (1962) 236.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 5

CHAPITRE I : THEORIE DE LA DIFFUSION 7

CHAPITRE II : LES MODELES 11

A - Le modèle hydrodynamique 12

B - Le modèle particule-trou 14

CHAPITRE III : DISPOSITIF EXPERIMENTAL 17

CHAPITRE IV : 23

I - Calcul des Sections efficaces 23

II - Comparaison avec les prévisions théoriques et les calculs utilisant la relation de dispersion 25

CHAPITRE V : NOYAUX DE LA COUCHE P, RESULTATS, DISCUSSION 27

CHAPITRE VI : NOYAUX DE LA COUCHE S,D 35

CHAPITRE VII : NOYAUX MOYENS ET LOURDS 43

CONCLUSION 51

REFERENCES 53

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

VU et approuvé,

Orsay, le 4 Novembre 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BERGERARD

VU,

et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
J. ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 64
1966